



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO DEL TRANSPORTE,  
IONIZACIÓN Y CAPTURA  
ELECTRÓNICA EN  $N_2$ ,  $O_2$  Y  $CO_2$

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A :

SAYAB GARCÉS ESCAMILLA

DR. ANTONIO MARCELO JUÁREZ REYES

2007





Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

*A las personas que,  
durante más de dos décadas,  
otorgaron su esfuerzo y dedicación  
como uno de sus tres hijos,  
o como uno de sus dos hermanos.  
Pero más a esos dos seres  
que aportaron a este hijo una identidad,  
y quién, con mucho afecto,  
hará lo que esté en sus manos  
por invertir dicha entrega de humanidad.  
A mi madre  
Guadalupe Escamilla Rivera y  
a mi padre  
Juan Manuel Garcés Chávez,  
dedico mi tesis.*

Agradezco la ayuda otorgada sin miracuetos, durante el proceso de medición, escritura, diversión y melancolía, por parte de mis amigos, compañeros colegas y no colegas, compañeros maestros, el cuerpo de sinodales y conocidos. Quienes hicieron más sencillos y confortables las horas y los días, que se llegaron a consumir para finalizar en la presente obra.

Este trabajo se realizó con el apoyo del proyecto 42630 del Consejo Nacional para la Ciencia y la Tecnología, CONACYT. Los experimentos se llevaron a cabo en el Instituto de Ciencias Físicas, o ICF, que junto con su personal colocaron las piezas para que se fueran colocando cual lo debido.

# Índice general

<b>Introducción</b>	<b>3</b>
<b>1. Conceptos</b>	<b>5</b>
1.1. Definición de los parámetros de enjambre . . . . .	6
1.1.1. Campo eléctrico normalizado a la densidad, $E/N$ . . . . .	6
1.1.2. Velocidad de deriva, $v_e$ . . . . .	6
1.1.3. Movilidad electrónica, $\mu_e$ . . . . .	6
1.1.4. Coeficiente de ionización por impacto electrónico, $\alpha$ . . . . .	6
1.1.5. Coeficiente de captura electrónica, $\eta$ . . . . .	6
1.1.6. Coeficiente de ionización efectiva, $\alpha_E$ . . . . .	6
1.2. Coeficiente de difusión longitudinal electrónica, $D_L$ . . . . .	6
1.3. Expresiones para la corriente de desplazamiento en placas paralelas . . . . .	6
1.3.1. Esquema y fenomenología . . . . .	6
1.3.2. Presentación y solución de las ecuaciones del transporte electrónico . . . . .	6
1.3.3. Casos particulares de la solución del transporte electrónico . . . . .	6
1.4. Contraposición con el método numérico BOLSIG . . . . .	6
<b>2. Aparato Experimental</b>	<b>7</b>
2.1. Técnica Pulsada de Townsend (TPT) . . . . .	8
2.2. Sistema de vacío . . . . .	8
2.2.1. Sensor de alto vacío de cátodo frío . . . . .	8
2.2.2. Baratrón . . . . .	8
2.2.3. Medidor pirani . . . . .	8
2.2.4. Bomba turbomolecular . . . . .	8
2.2.5. Bomba rotatoria . . . . .	8
2.3. Electrodo y sistema de radiación UV . . . . .	8
2.3.1. Electrodo . . . . .	8
2.3.2. Láser . . . . .	8

2.4.	Sistema de detección, amplificación y visualización . . . . .	8
2.5.	Sistema de control y adquisición de datos . . . . .	8
2.6.	Determinación de los parámetros de enjambre e incertidumbres asociadas al análisis de un pulso transitorio . . . . .	8
2.6.1.	Incertidumbres en $v_e$ . . . . .	8
<b>3.</b>	<b>Mediciones experimentales y Discusión</b>	<b>9</b>
3.1.	Resultados experimentales . . . . .	9
3.1.1.	Comparación de los resultados . . . . .	9
3.2.	Contraposición de los resultados experimentales con el código BOLSIG en la mezcla ternaria $N_2, O_2$ y $CO_2$ . . . . .	9
3.2.1.	Velocidad electrónica, $v_e$ . . . . .	9
3.3.	Discusión de los resultados experimentales . . . . .	9
3.3.1.	Velocidad de deriva, $v_e$ . . . . .	9
3.3.2.	Coefficiente de ionización efectiva normalizada, $\alpha_E/N$ . . . . .	9
3.3.3.	Coefficiente de difusión longitudinal normalizada, $ND_L$ . . . . .	9
	<b>Conclusiones</b>	<b>11</b>
	<b>Bibliografía</b>	<b>12</b>

# Introducción







# Capítulo 1

## Conceptos

- 1.1. Definición de los parámetros de enjambre
  - 1.1.1. Campo eléctrico normalizado a la densidad,  $E/N$
  - 1.1.2. Velocidad de deriva,  $v_e$
  - 1.1.3. Movilidad electrónica,  $\mu_e$
  - 1.1.4. Coeficiente de ionización por impacto electrónico,  $\alpha$
  - 1.1.5. Coeficiente de captura electrónica,  $\eta$
  - 1.1.6. Coeficiente de ionización efectiva,  $\alpha_E$
- 1.2. Coeficiente de difusión longitudinal electrónica,  $D_L$
- 1.3. Expresiones para la corriente de desplazamiento en placas paralelas
  - 1.3.1. Esquema y fenomenología
  - 1.3.2. Presentación y solución de las ecuaciones del transporte electrónico
  - 1.3.3. Casos particulares de la solución del transporte electrónico
- 1.4. Contraposición con el método numérico BOLSIG



# Capítulo 2

## Aparato Experimental

### 2.1. Técnica Pulsada de Townsend (TPT)

### 2.2. Sistema de vacío

#### 2.2.1. Sensor de alto vacío de cátodo frío

#### 2.2.2. Baratrón

#### 2.2.3. Medidor pirani

#### 2.2.4. Bomba turbomolecular

#### 2.2.5. Bomba rotatoria

### 2.3. Electrodo y sistema de radiación UV

#### 2.3.1. Electrodo

#### 2.3.2. Láser

### 2.4. Sistema de detección, amplificación y visualización

### 2.5. Sistema de control y adquisición de datos

### 2.6. Determinación de los parámetros de enjambre e incertidumbres asociadas al análisis de un pulso transitorio

#### 2.6.1. Incertidumbres en ve

# Capítulo 3

## Mediciones experimentales y Discusión

### 3.1. Resultados experimentales

#### 3.1.1. Comparación de los resultados

### 3.2. Contraposición de los resultados experimentales con el código BOLSIG en la mezcla ternaria $N_2, O_2$ y $CO_2$

#### 3.2.1. Velocidad electrónica, $v_e$

### 3.3. Discusión de los resultados experimentales

#### 3.3.1. Velocidad de deriva, $v_e$

#### 3.3.2. Coeficiente de ionización efectiva normalizada, $\alpha_E/N$

#### 3.3.3. Coeficiente de difusión longitudinal normalizada, $ND_L$



# Conclusiones



# Bibliografía



# Introducción

Este trabajo de tesis se enmarca en el campo de estudio de los plasmas a baja temperatura, así como de los fenómenos del transporte electrónico fuera del equilibrio. La finalidad del trabajo es medir los diferentes parámetros de enjambre de una mezcla ternaria compuesta por los gases  $N_2$ ,  $O_2$  y  $CO_2$ , en distintas proporciones. Este trabajo incorpora resultados experimentales nuevos que son contrapuestos frente a resultados tanto numéricos como analíticos, en la vertiente teórica. El método empleado para llevar a cabo dichas mediciones se conoce como la técnica pulsada de Townsend (TPT) y los detalles experimentales de esta técnica se presentan con detalle en este trabajo. Los resultados obtenidos se comparan con mediciones anteriores y, como ya se dijo, se contraponen frente a cálculos numéricos basados en la ecuación de Boltzmann.

El estudio experimental que se presenta en este trabajo tiene su relevancia tanto teórica como aplicada. En la vertiente teórica, se contribuye a validar cálculos hechos y modelos propuestos de secciones eficaces sobre el transporte electrónico y la ionización por impacto electrónico en moléculas diatómicas y triatómicas. Asimismo, con el presente trabajo se pretende contribuir con parámetros de transporte confiables, que proporcionen un marco de comparación estricto a las teorías disponibles de interacción electrón-molécula. Aunque existe ya una disponibilidad grande de resultados en mezclas gaseosas, poco se ha hecho en la medición de parámetros del transporte en mezclas ternarias. Uno de los objetivos de este trabajo es contribuir a disminuir dicha carencia. Las mezclas ternarias representan un reto aún mayor para los modelos y cálculos de secciones eficaces, y de ahí la relevancia de este trabajo.

En la vertiente aplicada, los parámetros o coeficientes de enjambre tales como la velocidad de deriva, y los coeficiente de ionización y captura, se emplean para modelar reactores de eliminación de contaminantes, para el estudio de procesos atmosféricos que ocurren principalmente en la ionósfera y, con esto, llegar a recrear las condiciones de dichos fenómenos en el laboratorio con tal de profundizar en su estudio. Asimismo, se aplican en el desarrollo de técnicas para el depósito o desprendimiento de material, para la fabricación de semiconductores y microcircuitos, respectivamente, en condiciones controladas. Además,

al conocer los valores de dichos parámetros se modela con una mayor precisión, y se eleva, de esta manera, la eficiencia de láseres de gas y de detectores de partículas.

Finalmente, cabe mencionar que la mezcla particular que se estudia en este trabajo tiene relevancia especial en el modelaje de reactores que, por medio de plasmas, eliminan compuestos tóxicos. El modelaje de este tipo de procesos depende de manera crucial de la disponibilidad de datos del transporte, ó de enjambre, de los portadores de carga que participan en estos plasmas modelados.

# Conceptos

Entre las distintas técnicas con las que se puede medir parámetros de transporte en plasmas, sobresalen las técnicas pulsadas. Dos de las más notables técnicas en esta categoría son la técnica que emplea tubos de vuelo (denominados tubos de deriva) y la técnica pulsada de Townsend (TPT), que es la utilizada en este estudio. Dicha técnica se distingue por su sencillez relativa y confiabilidad. Antes de presentar los fundamentos asociados a ésta, definiremos una serie de conceptos relacionados con la teoría del transporte electrónico. Dichos conceptos, empleados a lo largo de este trabajo son el campo eléctrico normalizado a la densidad,  $E/N$ , la velocidad de deriva electrónica,  $v_e$ , la movilidad electrónica,  $\mu_e$ , el coeficiente de ionización,  $\alpha$ , el coeficiente de captura,  $\eta$ , el coeficiente de ionización efectiva,  $\alpha_E$ , y el coeficiente de difusión longitudinal,  $D_L$ . Los parámetros por describir son conocidos como parámetros de enjambre y la relevancia de éstos ha sido discutida en la introducción.

## 0.1. Definición de los parámetros de enjambre

### 0.1.1. Campo eléctrico normalizado a la densidad, $E/N$

Los diversos parámetros medidos se reportarán como función del valor del campo eléctrico,  $E$ , normalizado a la densidad de moléculas de la muestra gaseosa en estudio por centímetro cúbico,  $N$ . El parámetro normalizado  $E/N$ , se emplea porque, además del efecto neto del campo, se debe de tener en cuenta el número de colisiones que los electrones sufren al atravesar un par de electrodos planos, que denominaremos en adelante "brecha". Por ejemplo, las colisiones elásticas restan energía a los electrones, entonces, la energía de cada electrón dependerá de la densidad  $N$  del gas, ya que el número de colisiones es proporcional a la misma densidad del gas en la brecha. En este sentido, la energía promedio de los electrones depende del valor del campo y del número de moléculas por unidad de volumen. En este trabajo, el parámetro normalizado  $E/N$  se medirá en la unidad llamada Townsend ( $1Td = 10^{-17}Vcm^2$ )

Se ilustrará la afirmación anterior con un ejemplo específico. Mostraremos, a primeros principios, que la velocidad de deriva,  $v_e$ , es función, de manera natural, del parámetro normalizado  $E/N$ .

En la presencia del campo eléctrico, sobre cada electrón actúa una fuerza de origen coulombiano. Siendo  $E \equiv |\mathbf{E}|$  el valor del campo eléctrico, la fuerza esta dada por

$$\mathbf{F} = m_{el}\mathbf{a}_{el} = e^-\mathbf{E}, \quad (1)$$

donde  $m_{el}$ ,  $\mathbf{a}_{el}$  y  $e^-$  son la masa, la aceleración y la carga del electrón, respectivamente.

Si el electrón tarda en promedio  $\bar{\tau}$  unidades de tiempo entre una colisión y otra, su velocidad promedio,  $\bar{\mathbf{v}}_{el}$ , está dada por:

$$\bar{\mathbf{v}}_{el} = \frac{e^-\mathbf{E}}{m_{el}}\bar{\tau} \quad (2)$$

Si hubiere más moléculas, entonces cada electrón sufriría un número mayor de colisiones en un tiempo dado. Entonces, el tiempo promedio entre colisiones es inversamente proporcional a la densidad,  $\bar{\tau} \sim 1/N$ . De todas las contribuciones, es decir, por cada electrón del ensamble, se tiene

$$v_e \sim \frac{e^-}{m_{el}} \left( \frac{E}{N} \right) \quad (3)$$

Este análisis sencillo que la velocidad electrónica no es únicamente función de  $E$  ni de  $N$ , sino de la relación entre éstas, es decir,  $E/N$ .

### 0.1.2. Velocidad de deriva, $v_e$

Se entiende a la velocidad de deriva como una velocidad promedio sobre todas las partículas de un ensamble bajo la acción del campo eléctrico externo. Dicha velocidad corresponde, también, a la que tiene el centro de masa del ensamble.

A la velocidad de deriva se le identificará como  $v_e$ , y las unidades empleadas serán  $cm/s$ .

A veces suele confundirse a la velocidad de deriva,  $v_e$ , con la velocidad individual de cada electrón,  $\mathbf{v}_{el}$ . La  $v_e$  es un promedio estadístico sobre todas las velocidades de todos los electrones en el enjambre, es decir, es un promedio sobre la función de distribución de velocidades.

### 0.1.3. Movilidad electrónica, $\mu_e$

La movilidad electrónica se define como la constante de proporcionalidad entre la velocidad de deriva,  $v_e$ , y el valor del campo eléctrico,  $E$ , aplicado.

$$\mu_e = \frac{v_e}{E} \quad (4)$$

De su definición se sigue que las unidades en las que se expresa la movilidad electrónica,  $\mu_e$ , son  $cm^2V^{-1}s^{-1}$ . El coeficiente de movilidad cuantifica la dependencia de la velocidad de deriva con respecto al valor del campo eléctrico, para un portador de carga particular conforme éste se desplaza. Este parámetro es característico tanto del estado de carga del ión, como de su polaridad y de algunas propiedades cuánticas de las moléculas del gas, como la misma geometría de la molécula y por ende su distribución de carga.

### 0.1.4. Coeficiente de ionización por impacto electrónico, $\alpha$

Este parámetro cuantifica la probabilidad de ionización en un gas debida al impacto de los electrones con los neutros, a medida que los primeros se mueven a lo largo de la brecha interelectrónica. La ionización puede ocurrir cuando un electrón, con energía cinética mayor al umbral de ionización de la molécula, se impacta contra ésta. En un enjambre, el coeficiente de ionización  $\alpha$  indica la cantidad de pares electrón-ión creados por impacto electrónico, por unidad de longitud.

En este trabajo, a dicho coeficiente se le reportará normalizado a la densidad de moléculas,  $N$ . Así, se le reportará como  $\alpha/N$  y sus unidades serán  $cm^2$ .

### 0.1.5. Coeficiente de captura electrónica, $\eta$

El coeficiente de captura electrónica, como su nombre lo indica, cuantifica el número de electrones móviles capturados por las moléculas neutras en la brecha, por unidad de longitud y por cada electrón que impacta a dichas moléculas.

Este coeficiente se identifica con la letra girega  $\eta$ . También es usual reportar este coeficiente normalizado a la densidad,  $\eta/N$ . En este trabajo se medirá  $\eta/N$  en unidades de  $cm^2$ .

### 0.1.6. Coeficiente de ionización efectiva, $\alpha_E$

Este coeficiente resulta de la diferencia entre el coeficiente de ionización por impacto electrónico y el coeficiente de captura electrónica:  $\alpha_E \equiv \alpha - \eta$ . Cuando el gas es electronegativo, el coeficiente que se mide es justamente  $\alpha - \eta$ .

Por otra parte, para gases electropositivos, como el nitrógeno, lo que se mide es  $\alpha$ . Al igual que los dos coeficientes anteriores, este coeficiente se normaliza con respecto a la densidad de moléculas en la brecha. Así, se medirá  $\alpha_E/N$  en unidades de  $cm^2$ .

Al valor particular de  $E/N$  en el cual  $\alpha = \eta$ , se le conoce como valor crítico de  $E/N$  ( $E/N_{cr}$ ).

### 0.1.7. Coeficiente de difusión longitudinal electrónica, $D_L$

Al fenómeno de difusión se le describe a partir de un tensor de rango dos. Para ciertas simetrías, como es el caso de las placas paralelas, el tensor se reduce a dos coeficientes: uno, de difusión transversal (que no es accesible a la medición en la cámara Townsend) y otro de difusión longitudinal, que sí se puede medir. Teniendo en cuenta esta aclaración prosigamos con la definición de dicho coeficiente.

Se puede definir al coeficiente de difusión longitudinal,  $D_L$ , de acuerdo a la *Ley de Fick*.

$$\frac{\dot{n}}{A} = -D_L \frac{dn}{dx}, \quad (5)$$

donde  $\dot{n}/A$  es la densidad de partículas por unidad de tiempo cruzando un área  $A$ , es decir, el flujo de la densidad.  $dn/dx$  es el gradiente de dicha densidad y  $D_L$  es el coeficiente de difusión longitudinal.

El coeficiente de difusión longitudinal nos da, también, una medida de la cantidad de movimiento que en una colisión intercambian los electrones con las moléculas del gas. Macroscópicamente, la difusión se caracteriza por favorecer el movimiento de las partículas hacia sitios donde la concentración de éstas mismas es menor que en otros. Es decir, habiendo un gradiente en la densidad de electrones, el movimiento de éstos tiende a suavizar las diferencias e incluso homogeneizar el valor de la densidad,  $n$ .

Puesto que  $D$  es inversamente proporcional a  $N$ , entonces el producto  $ND$  es independiente de  $N$ , y por tanto es una forma conveniente de reportar dicho coeficiente. Así, el coeficiente por determinar será  $ND_L$ , cuyas unidades son  $cm^{-1}s^{-1}$ .

## 0.2. Expresiones para la corriente de desplazamiento entre placas paralelas

### 0.2.1. Esquema y fenomenología

El experimento de Townsend consiste en un par de placas conductoras paralelas separadas una distancia  $d$ , a las cuales se aplica una diferencia de potencial  $V$ , ver Figura 1. En la brecha formada, por el arreglo anterior, se introduce el gas, cuyas propiedades de ionización, captura, movilidad y difusión se pretenden estudiar. En la práctica el sistema experimental es más sofisticado y completo y se describirá con más detalle en el capítulo 2.

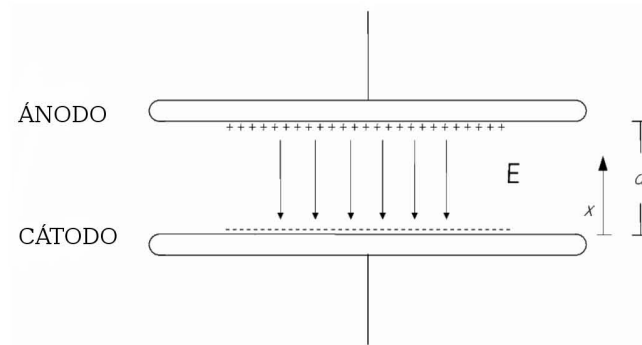


Figura 1: El valor del campo,  $E$ , cambia inicialmente al haber electrones desprendidos del cátodo. La brecha antes del tránsito del enjambre electrónico.

A continuación se presentará una interpretación de la corriente de desplazamiento cuando se genera un pulso inicial de fotoelectrones, obtenidos por efecto fotoeléctrico con un haz láser, para la geometría de placas paralelas. Este enjambre inicial de electrones, al transitar desde el cátodo hasta el ánodo, puede inducir procesos de ionización y captura electrónica. Además, como ya se había mencionado, las colisiones de los electrones con las moléculas neutras conducen a la difusión de éstos. Dicho enjambre inicial suele deformarse dentro de la brecha, y evoluciona conforme el tiempo transcurre. Entonces, debido a la evolución temporal, o transitoria, del enjambre electrónico, se genera una corriente de desplazamiento que el aparato experimental registra. Esta corriente dependerá tanto de la cantidad de eventos de ionización y de captura, como de la difusión de los electrones. Por lo que resulta importante conocer, la dependencia entre esta corriente, cantidad macroscópica, y los coeficientes de ionización y captura, así como la difusión longitudinal, que reflejan las propiedades

microscópicas del gas bajo estudio.

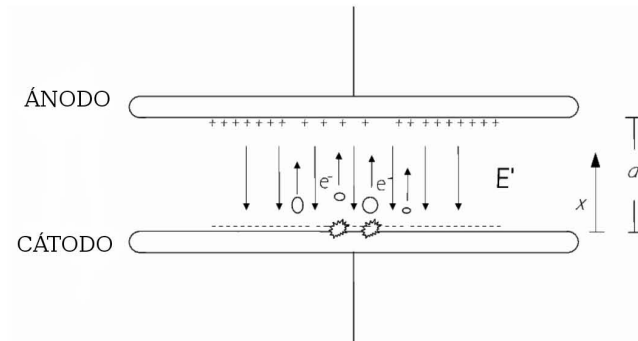


Figura 2: El valor del campo,  $E$ , cambia inicialmente al haber electrones desprendidos del cátodo. La brecha durante el tránsito de los electrones hacia el ánodo.

Desde su definición, la corriente de desplazamiento es proporcional al cambio temporal del campo eléctrico  $\mathbf{E}$ . Es decir, la corriente de desplazamiento esta dada en términos de  $\partial\mathbf{E}/\partial t$ . Así, al cambiar la carga eléctrica del cátodo y al cambiar el número de portadores de carga en la brecha, el valor del campo eléctrico,  $E = V/d$ , se ve modificado y, con éste, la corriente de desplazamiento deja de ser nula. Ver Figura 1 y Figura 2. El experimento supone la existencia de una relación funcional entre la corriente de desplazamiento, cantidad observable, y las propiedades del transporte electrónico del gas. Estas propiedades son intrínsecas de las moléculas ó átomos bajo estudio.

A fin de ilustrar la dependencia entre la corriente de desplazamiento en la brecha con los distintos fenómenos asociados al tránsito de los electrones, y motivar la derivación de las ecuaciones para la corriente de desplazamiento, revisaremos el caso más sencillo. Este caso corresponde a los electrones que viajan a través de un gas que no se ioniza ni captura electrones en movimiento. Además, la presión se considera alta para que el fenómeno por difusión sea despreciable.

Consideremos el caso en que  $t = 0$  sea el instante en que los fotones de UV provenientes del láser liberan a los electrones del cátodo y son acelerados hacia el ánodo. En este instante la corriente de desplazamiento, proporcional al cambio temporal del valor del campo, alcanza un valor diferente de cero. Este valor permanece constante hasta el momento en que los electrones alcanzan el ánodo, ya que la carga en la brecha se mantiene constante. Sea  $t = T_e$  el instante al cual todos los electrones alcanzan el ánodo. En ese momento el valor del campo vuelve al valor original, debido a que los electrones se recombinan con el



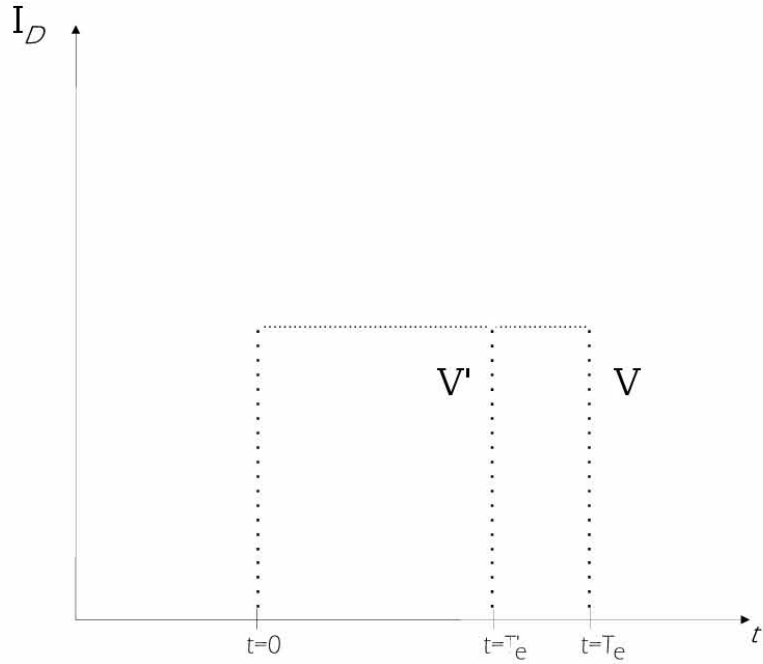


Figura 3: Corriente de desplazamiento,  $I_D$ , con gas inerte en la brecha. Al tiempo  $t = 0$  los electrones se remueven del cátodo y, para diferentes voltajes  $V$  y  $V'$ , alcanzan el ánodo a tiempos  $t = T_e$  y  $T'_e$ , respectivamente. El transitorio más breve corresponde al voltaje más elevado ( $V' > V$ ). Y, por tanto, al valor más grande de campo eléctrico  $E (=V/d)$ .

material del electrodo positivo. Por consiguiente, mientras los electrones viajan en número constante ( $\alpha = \eta$ ) a lo largo de la brecha, el valor de la corriente de desplazamiento permanecerá invariable, pero diferente de cero. Entonces, en tanto no aumente ni disminuya el número de electrones en la brecha se concluye que el coeficiente de ionización efectiva,  $\alpha_E$ , es idénticamente cero. Ahora, si aumentamos el voltaje de la brecha, a un valor  $V' > V$ , sin cambiar la distancia entre las placas ni la densidad del gas, el valor del campo  $E$  crece, y lo que se observa durante el tránsito electrónico a  $t = T'_e$ , es semejante al comportamiento anterior con voltaje  $V$ , excepto que es éste al enjambre electrónico le toma menos tiempo transitar en la brecha, como se muestra en la Figura 3.

El caso de  $\alpha \equiv \eta$ , es tan real como aquél en que ocurren la ionización y la captura. Por ejemplo, en nitrógeno molecular a  $E/N$  bajo, se observan transitorios del mismo estilo como el de la figura 3. En el caso de tener aire seco (71 % de  $N_2$  y 29 % de  $O_2$ ) mezclado con  $CO_2$ , el elevado coeficiente de captura electrónica del  $O_2$  desvía la curva transitoria a un decaimiento. Como puede apreciarse levemente en la figura 4 de la sección 0.2.3.

## 0.2.2. Presentación y solución de las ecuaciones del transporte electrónico

Una vez que hemos ilustrado el significado físico del cambio de la corriente de desplazamiento para  $\alpha = \eta$ , presentaremos las expresiones analíticas para los casos en los que se considera a la ionización, la captura y la difusión longitudinal. Antes de escribir las ecuaciones se enfatizará en las premisas que hacen de la derivación un proceso más sencillo. Además, se escribirán las ecuaciones de los tres distintos portadores de carga presentes en un transitorio. Sin embargo, sólo se mostrará la solución de la componente electrónica, debido a que ésta es la que se midió en este estudio.

### Distribución y densidad de corriente electrónicas en la brecha

Durante el tiempo que los electrones tardan en llegar al ánodo forman iones positivos y negativos. Debido a las diferencias en masas, la movilidad de los electrones es mucho mayor que la de los iones. Por ello, durante el tiempo de tránsito de los electrones, se puede hacer la aproximación de que los iones permanecen prácticamente inmóviles. Esta es una muy buena aproximación, pues la movilidad de los electrones es, en general, 3 órdenes de magnitud mayor que la de los iones. Nuestra suposición se sigue cumpliendo aún cuando los electrones sufren difusión longitudinal, es decir, aún cuando los electrones desaparecen por completo en el ánodo al tiempo  $T_e + \Delta T_e$ , donde  $\Delta T_e$  corresponde al incremento. Si los efectos de la difusión al final del tránsito electrónico son tales que  $\Delta T_e$  es sólo una fracción pequeña de  $T_e$ , entonces la suposición mencionada es válida.

Las ecuaciones que relacionan la corriente de desplazamiento con los parámetros de enjambre se obtienen utilizando la ecuación de continuidad. De esta forma es sencillo introducir los términos por fuentes (ionización) y sumideros (captura) de carga electrónica que ocurren en la brecha. En un transitorio se obtienen tres distintos portadores de carga principalmente: los electrones,  $e$ ; los iones positivos,  $+$ , y los negativos,  $n$ . Las ecuaciones de continuidad para estos portadores son

$$\begin{aligned}\partial\rho_e(x,t)/\partial t + \partial j_e(x,t)/\partial x &= \alpha_e j_e(x,t) \\ \partial\rho_+(x,t)/\partial t + \partial j_+(x,t)/\partial x &= \alpha j_e(x,t)\end{aligned}$$

$$\partial\rho_n(x,t)/\partial t + \partial j_n(x,t)/\partial x = \eta j_e(x,t)$$

donde  $\alpha_E$ ,  $\alpha$  y  $\eta$  se han definido en la sección 0.1. Los coeficientes de difusión longitudinal se denotarán como  $D_e$ , para los electrones,  $D_+$ , para los iones positivos, y  $D_n$ , para los iones negativos. Las densidades de corriente en la brecha están dadas por

$$\begin{aligned} j_e(x,t) &= v_e\rho_e(x,t) - D_e\partial\rho_e(x,t)/\partial x \\ j_+(x,t) &= -v_+\rho_+(x,t) - D_+\partial\rho_+(x,t)/\partial x \\ j_n(x,t) &= v_n\rho_n(x,t) - D_n\partial\rho_n(x,t)/\partial x \end{aligned}$$

Para obtener la dependencia de la corriente en función del tiempo, las ecuaciones a resolver son las siguientes

$$\partial\rho_e(x,t)/\partial t + \partial j_e(x,t)/\partial x = \alpha_e j_e(x,t) \quad (6)$$

y

$$j_e(x,t) = v_e\rho_e(x,t) - D_e\partial\rho_e(x,t)/\partial x \quad (7)$$

cuyas condiciones iniciales son

$$\rho_e(x,0) = n_0\delta(x), \quad (8)$$

donde  $n_0$  es el número inicial de fotoelectrones liberados desde el cátodo, y  $\delta(x)$  es la delta de Dirac. En la práctica, el pulso inicial es finito en duración, pero incorporar este pulso laser hace mucho más complicada la solución analítica de las ecuaciones de continuidad. Aunque se ha logrado hace poco tiempo [1]. Sin embargo, la aproximación con la delta de Dirac es bastante buena en muchos casos.

Se puede mostrar [2], que si se consideran solamente la contribución de los procesos de arrastre, ionización efectiva, y difusión, la densidad electrónica,  $\rho_e(x,t)$ , puede expresarse como sigue

$$\begin{aligned} \rho_e(x, t) &= \frac{n_0 q_0}{(4\pi D_e t)^{1/2}} \exp\left(\nu_e t - \frac{v_{e+}^2}{4 D_e} t + \frac{v_{e+}}{2 D_e} x\right) \\ &\times \left[ \exp\left(-\frac{x^2}{4 D_e t}\right) - \exp\left(-\frac{l_d^2}{4 D_e t}\right) \right], \end{aligned} \quad (9)$$

donde

$$\begin{aligned} \nu_e &\equiv \alpha_e v_e, \\ v_{e+} &\equiv v_e + \alpha_e D_e, \\ l_d &\equiv 2d - x \end{aligned}$$

En la expresión (9)  $q_0$  es la carga elemental. A partir de la ecuación (7) y del resultado anterior para  $\rho_e(x, t)$  se resuelve la densidad de corriente electrónica

$$\begin{aligned} j_e(x, t) &= \frac{n_0 q_0}{(4\pi D_e t)^{1/2}} \exp\left(\nu_e t - \frac{v_{e+}^2}{4 D_e} t + \frac{v_{e+}}{2 D_e} x\right) \\ &\times \left\{ \frac{v_{e-}}{2} \left[ \exp\left(-\frac{x^2}{4 D_e t}\right) - \exp\left(-\frac{l_d^2}{4 D_e t}\right) \right] \right. \\ &\left. + \frac{1}{2t} \left[ l_d \exp\left(-\frac{l_d^2}{4 D_e t}\right) + x \exp\left(-\frac{x^2}{4 D_e t}\right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

donde

$$v_{e-} \equiv v_e - \alpha_e D_e,$$

$\nu_e$ ,  $v_{e+}$  y  $l_d$  estan definidos como en (9).

### Corriente electrónica dentro de la brecha durante el tránsito electrónico

A partir de las expresiones en [3], es posible obtener la corriente eléctrica transitoria. Esto es, el conjunto de todas y cada una de las contribuciones por cada uno de los electrones móviles del enjambre

$$I_e(t) = \frac{1}{d} \int_0^d j_e(x, t) dx \quad (11)$$

Para su evaluación, se recurre a las relaciones integrales entre la función error y la función exponencial, ver [4]. De las expresiones (10) y (11), la corriente electrónica que fluye en el circuito es

$$I_e(t) = \frac{n_0 q_0}{2T_e} \exp(\nu_e t) \left\{ \left[ 1 - \phi \left( \frac{v_{e+} t - d}{\sqrt{4D_e t}} \right) \right] \right\}, \quad (12)$$

donde

$$\phi(\lambda) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\lambda \exp(-\theta^2) d\theta$$

es la función error con argumento  $\lambda$ . Una vez más  $v_{e+}$  y  $\nu_e$  están definidos como en (9).

Finalmente, la corriente total medida en un circuito externo coincide con la suma de la corriente electrónica, la de los iones positivos y de los negativos. Por tanto

$$I_T(t) = I_e(t) + I_p(t) + I_n(t), \quad (13)$$

Para los tiempos de tránsito de los electrones,  $0 \leq t \leq T_e + \Delta T_e$ , la corriente observada está descrita por la expresión (12). Este intervalo de tiempo es relevante, ya que sólo incluye a la corriente electrónica,  $I_e(t)$ , interés sustancial de la presente tesis. Las corrientes iónicas son eliminadas durante el análisis de datos, como se explicará en la sección 2.6.

### 0.2.3. Casos particulares de la solución del transporte electrónico

Ahora mostraremos algunos ajustes hechos, a resultados experimentales, con la expresión (12), solución del transitorio electrónico. En este trabajo, el método que se utiliza para hacer el ajuste a los datos experimentales es análogo al seguido en [5]. Además, se compararán los resultados para distintas concentraciones de distintas muestras gaseosas. Los casos que se van a ilustrar, y en los que se muestran transitorios analíticos, obtenidos a partir de la expresión analítica (12), con transitorios experimentales son: coeficiente de ionización efectiva cero, mayor que cero y menor que cero.

#### Ionización efectiva nula, $\alpha_E = 0$

Ya en la sección 0.2.1 se había mencionado la posibilidad de tener  $\alpha = \eta$ . Ahora podremos obtener conclusiones analíticas. Si sustituimos  $\alpha_e \equiv 0$  en la expresión (12), la corriente electrónica es:

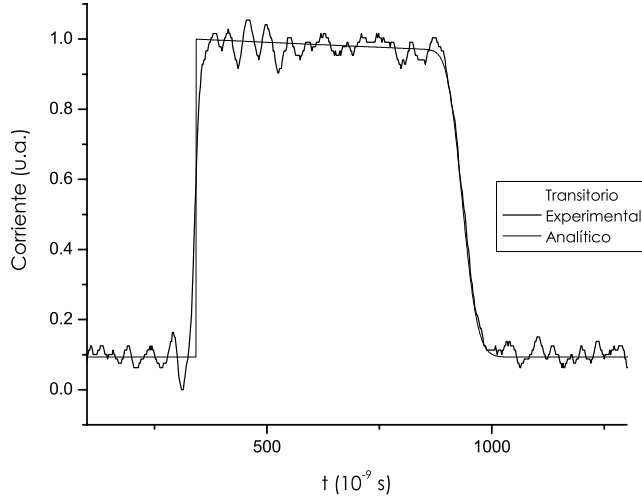


Figura 4: Métodos de visualización de un transitorio electrónico. En la figura se muestran experimento y solución analítica, expresión 12 para la mezcla con concentraciones: 50%  $CO_2$  y 50% de aire seco. Cuyos parámetros de enjambre son:  $v_e = 5.224729E+06$  cm/s,  $D_L = 1.584604E+04$   $cm^2/s$  y  $\alpha_e = -1.2196671E-02$   $cm^{-1}$ . Corresponde a un  $E/N (= 16Td)$  crítico para dicha muestra.

$$I_e(t) = \frac{n_0 q_0}{2T_e} \left\{ \left[ 1 - \phi \left( \frac{v_e t - d}{\sqrt{4D_L t}} \right) \right] \right\} \quad (14)$$

En la figura 4 se grafica esta expresión, junto con un transitorio real, tomado experimentalmente. Nótese el excelente acuerdo entre la expresión analítica y la traza experimental obtenidas.

### Captura electrónica predominante, $\alpha_E < 0$

En la figura 5, se muestra un pulso transitorio registrado experimentalmente con señales de ruido. Estas señales se deben a la instrumentación empleada en el aparato experimental. No obstante, la señal de la corriente, debida a los electrones, es bastante nitida y llega a ajustarse de manera excelsa con la expresión (12).

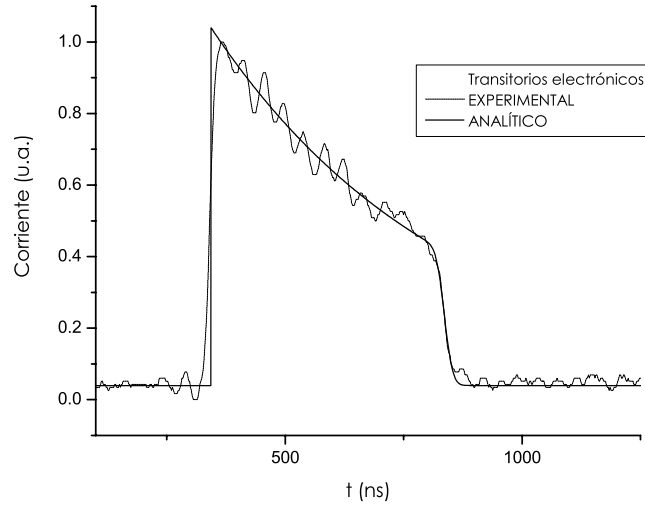


Figura 5: Transitorio con ionización efectiva negativa, predomina el fenómeno de captura electrónica. Cuyos parametros de enjambre son:  $v_e = 6.276552E+06 \text{ cm/s}$ ,  $D_L = 7.511445634E+03 \text{ cm}^2/\text{s}$  y  $\alpha_e = -3.18312548E-01 \text{ cm}^{-1}$

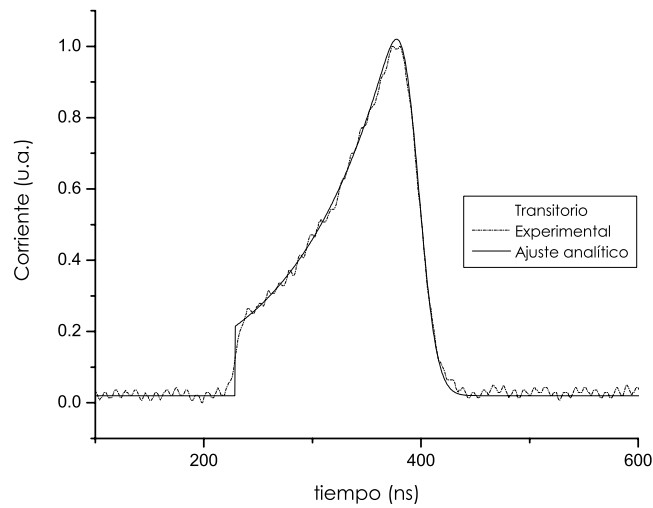


Figura 6: Métodos de visualización de un transitorio electrónico. En la figura se muestran experimento y ajuste analítico, expresión 12 para la muestra: 80%  $CO_2$  en 20% de aire seco. Con parámetros de enjambre:  $v_e = 1.844161E+07 \text{ cm/s}$ ,  $D_L = 1.589678036E+05 \text{ cm}^2/\text{s}$  y  $\alpha_e = 6.19860222E-01 \text{ cm}^{-1}$ . Corresponde a una ionización por captura predominante sobre la captura electrónica

### Ionización electrónica predominante, $\alpha_E > 0$

Por otro lado, el ajuste al final del tiempo de tránsito, de 400 ns en adelante, esta sobre el transitorio experimental. Esta parte del transitorio es caracteriza-

da por el valor de la difusión longitudinal. Es decir, debido a la agitación térmica del medio difusor, en este caso un gas, éste entorpece el movimiento de los electrones a lo largo de la brecha. De esta manera la difusión se manifiesta sobre el enjambre electrónico. Por tal motivo el enjambre inicial, que parte del cátodo, pierde su forma inicial. Ya que algunos electrones tardarán mayor tiempo en llegar al ánodo que otros, a pesar de haber sido obtenidos inicialmente al mismo tiempo. Notar la caída del transitorio en las figuras 5 y 6.

### 0.3. Contraposición con el método numérico BOLSIG

Un objetivo importante de esta tesis consiste comparar los resultados experimentales con cálculos y trabajos previos y con métodos numéricos. Aunque los resultados y comparaciones serán presentados en capítulos posteriores, es conveniente presentar el programa numérico empleado en las comparaciones. El programa empleado es una utilidad libre llamada BOLSIG, desarrollado por Kinema Software y CPAT. BOLSIG es un código sencillo de usar. Resuelve numéricamente la ecuación de Boltzman, truncando la serie solución, para electrones en gases débilmente ionizados y en estado estacionario, así como también para campos uniformes.

La ecuación de Boltzmann se emplea de manera general para describir sistemas fuera del equilibrio, y se expresa como

$$\partial f / \partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} f = J(f, f), \quad t > 0$$

$$\mathbf{x} \in \mathbb{R}_{\mathbf{x}}^3, \quad \mathbf{v} \in \mathbb{R}_{\mathbf{v}}^3,$$

donde  $f$  es la función de distribución de velocidades,  $J$  es un operador integral de interacción interatómica y  $\mathbf{v}$  es la velocidad de la partícula al tiempo  $t$ .

En este trabajo, dado que al gas ionizado se le aplica un campo eléctrico, la distribución de velocidades de los portadores de carga no corresponde a una mezcla en equilibrio. Debido a esto, es necesario emplear la ecuación de Boltzmann para describir el gas en la brecha de nuestro experimento.

Así, la utilidad BOLSIG dispone de una vasta librería de secciones transversales para 15 gases diferentes. El código fue especialmente diseñado para hacer cálculos del transporte electrónico en gases puros y mezclas. También cubre un amplio intervalo de valores del campo normalizado  $E/N$ . BOLSIG pertenece a las series SIGLO desarrolladas por KINEMA SOFTWARE W.L. Morgan



*Software Solutions for Applied Physics & Chemistry* en colaboración de CPAT J. P. Boeuf y L.C. Pitchford *Centre de Physique des Plasmas et Applications de Toulouse* en diciembre de 1996. BOLSIG es un código en lenguaje Fortran cuya interfaz con el usuario se desarrolló usando *Interacter*, librería comercial que permite crear subrutinas gráficas. Debido a la complejidad del problema numérico el código desarrollado en BOLSIG tiene un método, ó algoritmo, para resolver la ecuación diferencial parcial de Boltzmann, que se describe a continuación.

Características del algoritmo que utiliza BOLSIG.

- La dependencia angular de la distribución de velocidades electrónicas se expande en polinomios de Legendre. BOLSIG resuelve para la función de distribución de energías (*fde*) usando los dos primeros términos de la expansión.
- La dependencia en energía de la *fde* se expande en elementos finitos (B-splines) que permiten un reajuste dinámico de la malla de energía con gran exactitud y un espaciado arbitrario de la malla.
- Multiplicando la ecuación de Boltzman sucesivamente por cada una de las B-splines, en el conjunto de expansión e integrando sobre las energías resultantes, se obtiene un conjunto acoplado de ecuaciones algebraicas para los coeficientes de las B-splines.
- Se asume que los dos electrones resultantes de una ionización comparten igualmente el exceso de energía sobre el potencial de ionización. La frecuencia de ionización ó de captura se relaja de una iteración a la siguiente. Para apresurar los cálculos una vez que la *fde* se aproxima a su valor de convergencia, la relajación ya no se aplica.

La sencillez en el uso del programa se debe a que cuenta con una consola de interacción, que es sencilla de emplear. A partir de esta consola se puede indicar el tipo de cálculos a realizar, representar gráficamente los resultados o repetir los cálculos, según lo desee el usuario. La consola de interacción del programa se ilustra en la figura 7.

Los datos que se obtienen al correr BOLSIG, una vez que se editan archivos de entrada, son diversos. Un ejemplo de la pantalla que produce BOLSIG se muestra en la figura 8. Por un lado tenemos coeficientes del transporte electrónico: valor del campo normalizado,  $E/N$ , movilidad electrónica,  $\mu_e$ , Difusión longitudinal,  $D_L$ , energía promedio, coeficiente de captura electrónico,  $\eta$ , y el coeficiente de ionización,  $\alpha$ . Ver figura 8.

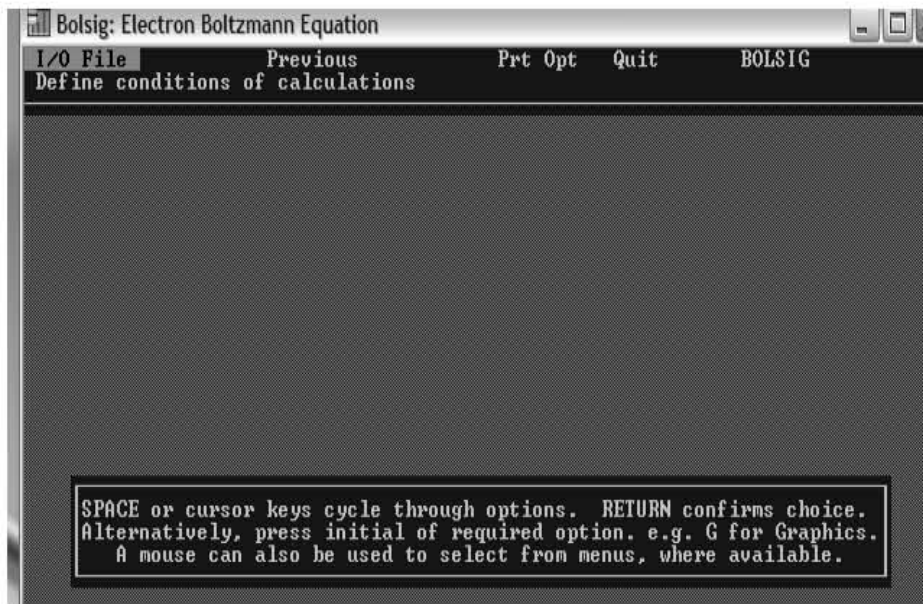


Figura 7: Consola que permite la interacción del usuario con el código BOLSIG.

```

-----
Ar_ 1+O2_21+N2      Ar  O2  N2   ( 1.0 % - 21.0 % - 78.0 %)
-----
Mobility: torr.cm2/v/s; Diffusion: torr.cm2/s; Energy: eV  alpha/p, eta/p: cm-1
-----
          3          1
-----
E/p v/cm/torr  E/n (Td)  Mobility    Diffusion  Energy     alpha/p    eta/p
-----
0.1610E+01  0.5000E+01  0.6337E+06  0.5937E+06  0.9518E+00  0.1714E-23  0.350
0.1932E+01  0.6000E+01  0.5520E+06  0.6037E+06  0.1019E+01  0.0000E+00  0.276
0.2254E+01  0.7000E+01  0.7471E+06  0.5715E+06  0.8473E+00  0.0000E+00  0.265

```

Figura 8: Documento arrojado después de correr BOLSIG. Datos correspondientes a la muestra de aire seco a tratar en la comparación.

Por otro lado, el programa arroja los cálculos con la distribución de energías electrónicas. Además, se imprimen en archivos de datos los valores de las tasas y secciones transversales de cada componente en la muestra gaseosa. Ver figuras 9 y 10.

Gracias a que BOLSIG es una herramienta numérica fácil de usar y confiable se compararán los resultados experimentales con los resultados que este código calcula en la sección de resultados, capítulo 3. De esta comparación se

rates - Bloc de notas				
Archivo Edición Formato Ver Ayuda				
-----				
Ar_ 1+O2_21+N2	Ar	O2	N2	( 1.0 % - 21.0 % - 78.0 %)
-----				
1.61000	v/cm/torr	(	5.00000	Td)
COLLISION FREQUENCIES in s-1.torr-1 (at 300 K)				
-----				
0.258E+07	0.00	(eV)	elastic	
0.626E-19	11.62	(eV)	EXC	
0.000E+00	12.91	(eV)	EXC	
0.206E-18	11.27	(eV)	EXC	
0.000E+00	15.70	(eV)	IONISATION	
0.262E+00	0.00	(eV)	elastic	

Figura 9: Archivo con datos de tasas y secciones transversales para aire seco

eedf - Bloc de notas						
Archivo Edición Formato Ver Ayuda						
-----						
Ar_ 1+O2_21+N2	Ar	O2	N2	(	1.0 % - 21.0 % - 78.0 %)	)
-----						
E/p =	1.61000	v/cm/torr	E/n =	5.00000	Td	
	147	1				
-----						
0.000E+00	0.602E-03	0.241E-02	0.542E-02	0.963E-02	0.151E-01	0.
0.602E-01	0.728E-01	0.867E-01	0.102E+00	0.118E+00	0.135E+00	0.
0.241E+00	0.265E+00	0.291E+00	0.318E+00	0.347E+00	0.376E+00	0.
0.542E+00	0.579E+00	0.616E+00	0.656E+00	0.696E+00	0.737E+00	0.
0.963E+00	0.101E+01	0.106E+01	0.111E+01	0.117E+01	0.122E+01	0.
0.151E+01	0.157E+01	0.163E+01	0.169E+01	0.176E+01	0.182E+01	0.

Figura 10: Archivo con datos de distribución de energías para aire.

inferirán los rangos en los que BOLSIG puede ser usado con confiabilidad, aún en mezclas nuevas y complejas como la mezcla ternaria  $O_2$ ,  $N_2$  y  $CO_2$ , motivo del presente trabajo.



# Bibliografía

- [1] A M Juárez J de Urquijo J C Rodríguez-Luna J S Ramos-Salas. Numerical calculation of townsend electronic and ionic transients: electron detachment, photoelectron pulse and diffusion effects. *IEEE*, 2007.
- [2] Jörg Brambring Brambring, J. The current of an electron avalanche with diffusion. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 1964.
- [3] H Raether. *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*. Butterworths, London, UK, 1964.
- [4] I.M. Ryzhik I.S. Gradshteyn. *Table of Integrals, Series and Products*. Academic, New York, USA, 1964.
- [5] L.G. Christophorou P.G. Datskos, J.G. Carter. Ionization coefficients in selected gas mixtures of interest to particle detectors. *Journal of Applied Physics*, 1992.

# Aparato Experimental

Habiendo establecido la relevancia y el marco teórico de esta tesis, se describe a continuación el aparato utilizado y la técnica correspondiente. El arreglo experimental corresponde a la técnica pulsada de Townsend (TPT), que permite estudiar los fenómenos del transporte electrónico, la ionización y la captura de una mezcla gaseosa. Esta técnica permite establecer una relación entre las propiedades moleculares de las mezclas gaseosas a estudiar, con las propiedades macroscópicas observables. En particular, utilizando la TPT, es posible relacionar la corriente de desplazamiento, debida al movimiento de todos los portadores de carga, tanto los generados por el pulso laser como aquéllos provenientes de la ionización adicional, incluyendo los iones, con los coeficientes de ionización por impacto y de captura electrónica de la muestra bajo estudio. Asimismo, es posible determinar la velocidad de deriva, el coeficiente de difusión longitudinal, así como también  $\alpha_E (= \alpha - \eta)$ , del enjambre electrónico que se transporta a través del gas.

## 0.1. Técnica Pulsada de Townsend (TPT)

El arreglo básico para la generación y observación de la corriente de electrones en la brecha de campo uniforme, se muestra en la figura 1. La técnica pulsada de Townsend, que se reproducirá para la medición de los parámetros que se han mencionado en líneas anteriores, es descrito a detalle en [1, 2, 3]. Brevemente, la técnica consiste en resolver temporalmente la corriente de desplazamiento debida a los electrones que fluyen a través de un capacitor de placas paralelas. Previamente el espacio entre estas placas conductoras, parte sustancial de la brecha, se llena con el gas bajo estudio. El voltaje aplicado entre las placas paralelas genera un campo eléctrico perpendicular a las placas cuyo sentido va de ánodo a cátodo. Las placas conductoras tienen un diámetro de 12 cm y con sus bordes suavizados disminuyen los efectos de frontera contribuyendo a homgenizar el campo eléctrico. La porción de interés para el transito electrónico es una porción cilíndrica central en las placas de 1.5 cm

de diámetro. Los fotoelectrones que forman el enjambre inicial son removidos del cátodo por un pulso de luz UV laser de 5 a 7 nanosegundos de duración. Debido a la generación del campo eléctrico, los fotoelectrones junto con los productos que se obtienen después del desprendimiento se mueven hacia sus electrodos respectivos. La corriente de desplazamiento, debido al movimiento y a la cantidad de portadores de carga en la brecha, se manifestará físicamente en el circuito del dispositivo experimental. Esta señal de corriente se hace pasar a través de un amplificador de transimpedancia, obteniéndose como resultado una señal de voltaje, que además es amplificada. Después, la señal se visualiza en un osciloscopio.

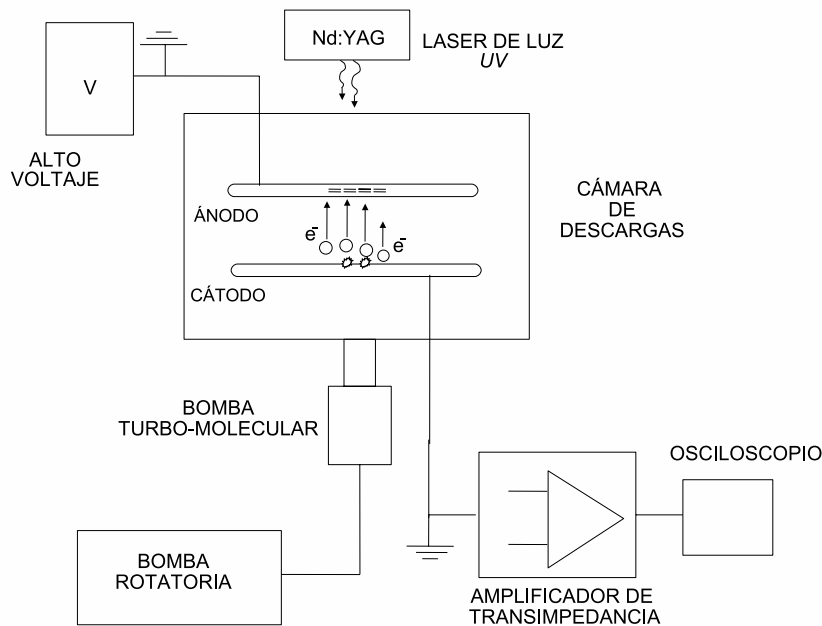


Figura 1: La corriente de desplazamiento  $I_D$  se produce por la disminución o al aumento de la cantidad de portadores de carga eléctrica en la brecha, ánodo y cátodo. V, fuente de alto voltaje. Nd:YAG, fuente pulsada de luz UV.

Durante los experimentos correspondientes al presente trabajo, la distancia de la brecha se mantuvo fija a 3.1 cm, con una incertidumbre de 0.025 mm. La cámara de vacío se evacuó a presiones cercanas de  $10^{-6}$  Torr, antes de llenarla con el gas a estudiar. Este procedimiento se realiza a fin de asegurar la pureza de la mezcla gaseosa. El intervalo de presiones en el que se trabajó fue desde 1 torr hasta 600 torr. La presión del gas y la composición de la mezcla fueron medidas con un manómetro capacitivo de presión absoluta, el cual tiene asociada una incertidumbre en sus medidas del 0,01 %, mientras que la temperatura fue medida con una incertidumbre de 0.2 % en el intervalo 293 – 303 K. Ver

cuadro 1. Las mezclas de  $CO_2$  y aire seco tienen una pureza del 99.9 %, y fueron introducidas en la *cámara de descargas* sin purificación adicional. La corriente de desplazamiento fue medida con un amplificador de transimpedancia de 40 MHz, y registrada en un osciloscopio digital de 100 MHz. A partir de éste, del osciloscopio, se adquieren y almacenan los datos en la computadora. Esto es posible gracias a la adaptación de una tarjeta de control y adquisición al aparato experimental.

En las secciones siguientes describiremos con detalle las características y funciones de cada uno de los elementos integrantes de la TPT.

A fin de asegurar la pureza del gas bajo estudio, es preciso contar con un sistema de alto vacío. Para lograr esto se emplea una cámara metálica sellada, que se conecta a un sistema de alto vacío en dos etapas. La primera etapa de este sistema consiste de una bomba rotatoria, que permite alcanzar vacíos del orden de 0.02 Torr. Esta bomba soporta la segunda etapa, que consiste en una bomba de alta velocidad de giro, denominada bomba turbomolecular. Esta segunda etapa permite alcanzar vacíos del orden de  $1.0 \times 10^{-7}$  Torr. La ubicación esquemática del sistema de vacío en dos etapas se representa en la figura 1. Se cuenta con medidores de presión que resuelven a distintos intervalos de operación la presión en la cámara. Estos medidores son: un medidor de vacío bajo, del tipo pirani, un medidor de alto vacío, de ionización, y, finalmente, un medidor capacitivo de vacío llamado baratrón.

Como ya se menciono anteriormente, el enjambre inicial se forma por electrones que emergen del cátodo al inicio de cada pulso transitorio. Estos electrones, al derivar a través de la brecha, alcanzan velocidades elevadas. A bajo  $E/N$  pueden ser de  $10^5 \text{ cm/s}$ . Estas velocidades son alcanzadas, por entre otros factores, debido a el alto voltaje  $V$  aplicado en la brecha. Ver Figura 1. Al viajar a lo largo de la brecha, e inducir ionización o ser capturados por las moléculas de la mezcla gaseosa, los electrones producen la corriente de desplazamiento. Ésta corriente resulta una señal transitoria muy rápida, del orden de cientos de nanosegundos, y con una amplitud demasiado débil, ya que se producen alrededor de  $10^{12}$  electrones. Debido a la rapidez de este pulso transitorio, y a su amplitud tan pequeña, es necesario contar con una etapa de amplificación rápida y detección precisa. Dicha señal transitoria es magnificada por un amplificador FEMTO de 40 MHz, que a su vez se registra en un osciloscopio de 100 MHz. Ver especificaciones en el cuadro 1. Los datos que recoge el osciloscopio son almacenados en una computadora para su análisis posterior. La computadora está representada en la figura 7 como PC. Además, la PC, junto con la tarjeta de control y adquisición que se le adapta, permite controlar la fuente de voltaje y medir de manera automatizada la presión del sistema, a través de una salida analógica del baratrón. La computadora es capaz, a partir de la



forma mencionada, de aplicar el valor correcto de voltaje correspondiente al valor normalizado  $E/N$  que el operador del experimento desee.

Cuadro 1: Instrumentos acoplados en el arreglo experimental.

<i>Instrumento</i>	<i>Especificaciones</i>	<i>Instrumento</i>	<i>Especificaciones</i>
Bomba rotatoria	VARIAN, Amplificador SD-90	$10^5 kV/A$	FEMTO, 40 MHz
Bomba turbo	L-H, Osciloscopio TurboVac 150	100 MHz	Tektronix, TDS 320
Baratrón	MKS, PC 1000 Torr		HP, Vectra 486/33T
Láser Nd:YAG	NEW WAVE Research, ORION	Termopar <i>TC tipo K</i>	TEGAM, Inc. 874C
Pirani cold-cathode	BALZERS, PKG 20	Multímetro digital	Schlumberger, 7150 plus

El cuadro 1 reúne sinópticamente las especificaciones técnicas de los equipos mencionados anteriormente.

## 0.2. Sistema de vacío

### 0.2.1. Sensor de alto vacío de cátodo frío

Es uno de los medidores de presión con que cuenta el dispositivo experimental. También conocidos como *Cold Cathode Ion Gauge* (CCG), estos contadores operan de manera eficiente desde  $10^{-2}$  hasta  $10^{-9}$  Torr. En esta versión de sensores las moléculas del gas se ionizan con un plasma electrónico, atrapado en campos eléctricos y magnéticos perpendiculares entre sí. La corriente eléctrica que resulta de un proceso de recolección de los iones positivos, producidos dentro del sensor, es usada como una medida indirecta de la densidad del gas y de su presión.

El plasma electrónico se origina desprendiendo aleatoriamente electrones desde el cátodo a baja presión. Los electrones atrapados, entre los campos eléctricos y magnéticos, circulan cerca del ánodo. Dicha circulación los provee de suficiente energía para ionizar a las moléculas del gas por impacto electrónico. Entonces, debido a que la probabilidad de colisión es proporcional a la densidad del gas, los iones producidos son atraídos por el cátodo. Una vez que llegan, los iones positivos, al cátodo se genera una corriente eléctrica. Dicha corriente se mide, y es utilizada como valor indirecto de la densidad y de la presión del gas. Además de este tipo de sensores de cátodo frío, se pueden encontrar algunos otros. Por ejemplo, el sensor de alto vacío de cátodo caliente (HCG).

A diferencia del anterior, éste tiene como fuente de electrones un filamento disipador. En el HCG la fuente libera a los electrones por efecto termoiónico. Por dicho proceso, los electrones alcanzan energías elevadas. Siendo la suficiente como para ionizar a las moléculas y átomos del gas presente en la cámara de descargas. Cabe mencionar, que el HCG, instrumento para medir densidades y presiones, es un sistema alternativo, y no se empleó durante las mediciones que se presentan en este trabajo.

Los sistemas de cátodo frío operan a vacíos altos y es necesario emplearlos en la etapa de limpieza de la cámara a altos vacíos. Esto es debido a que no conviene exponer los medidores a presiones más elevadas, pues la gran cantidad de iones presentes podrían quemarlos. Cuando se introduce el gas muestra, las presiones son más elevadas que los rangos de operación de estos instrumentos. Debido a esto, en rangos de presión mayores se emplean otros medidores de presión, como los tipo *pirani gauge* y los manómetros capacitivos, o *baratrones*. Estos contadores emplean otros principios físicos para operar, y serán descritos a continuación.

### 0.2.2. Baratrón

También es conocido como manómetro capacitivo. Este tipo de instrumentos miden la presión absoluta, es decir, la fuerza por unidad de área. Haciendo de este instrumento uno despreciablemente sensible al tipo de gas dentro de la cámara. Algunos otros instrumentos de medición, tales como los de tipo pirani y los de alto vacío, no miden la presión absoluta. Por lo tanto, sus lecturas serán sensibles al tipo de gas en la cámara.

En el Baratrón, la presión es determinada midiendo el cambio de capacitancia entre un diafragma y un electrodo fijo adyacente. Esta variación de la capacitancia se debe a la mayor o menor presión que ejerce el gas contra las placas del capacitor. El diafragma posee alta resolución, responde rápidamente a dichos cambios de presión, y tiene la capacidad de medir presiones extremadamente bajas. El manómetro de capacitancia absoluto ó Baratrón que se utiliza es un MKS, con rango de presión 0.01 a 1000 torr.

### 0.2.3. Medidor pirani

El funcionamiento del medidor pirani ó Pirani gauge, cuyo intervalo de operación es de  $10$  a  $10^{-3}$  Torr, consiste en la medición de la resistencia de un alambre en contacto con el gas de la cámara, y por el cual circula una corriente eléctrica. La resistencia de este alambre depende de manera lineal con la temperatura: a mayor temperatura, mayor oposición ejercen las moléculas

del alambre al paso de los electrones libres que circulan a través de él. Por consiguiente se utilizan alambres de material con alta conductividad térmica y eléctrica, es decir, metales. Se hace fluir una corriente a través del alambre y, como éste está en contacto con las moléculas del gas dentro de la cámara, disipa energía al transferirla por calor a las moléculas circundantes. Entre mayor número de colisiones, es decir, mayores densidades, mayor energía es cedida a las moléculas. Si, por el contrario, la presión en la cámara se reduce, y por ende el número de moléculas de gas, el efecto de enfriamiento disminuye y la temperatura del alambre se eleva. Estas variaciones de temperatura se traducen en variaciones de voltaje entre las terminales del alambre. De esta manera, una vez conocidos el voltaje característico sobre el alambre y la corriente que fluye a través de éste, la resistencia y, por tanto, la presión en el interior de la cámara es determinada.

Toca el turno de describir a las bombas de vacío, con las que se limpia y, también, se introduce el gas en la cámara de descargas. El proceso de limpieza es necesario cada vez que se cambia de muestra, a fin de eliminar las trazas de las mezclas medidas con anterioridad.

#### **0.2.4. Bomba turbomolecular**

La bomba turbomolecular, conocida como turbo-bomba, puede alcanzar presiones finales del orden de hasta  $10^{-8}$  Torr en sistemas de ultraalto vacío. Su diseño consta de una serie consecutiva de paletas ordenadas: paletas fijas, ó estator, y paletas móviles, ó rotor. Las revoluciones de las turbo-bombas son de 18 mil en un minuto. Ver figura 2 (a). El mecanismo por el cual se consigue la succión tiene su origen en las múltiples colisiones que se dan entre las moléculas del gas y las paletas de la turbo-bomba. El movimiento de las moléculas del gas en el interior de la cámara resulta aleatorio por lo que carecen de dirección definida al moverse. Una vez que la colisión tiene lugar existe una dirección preferencial de movimiento en las moléculas. A este proceso se le llama proceso de bombeo. Las paletas se ordenan de tal manera que el bombeo vaya de una zona de menor presión a una zona de alta presión. La capacidad de bombeo de una turbo-bomba se reduce con el incremento de la presión, así es que solo pueden trabajar en conjunto con una bomba antepuesta, por ejemplo una bomba rotatoria. Las turbo-bombas se caracterizan por dos parámetros, la razón de compresión, y el volumen de gas por segundo que pueden desplazar. La razón de compresión nos indica el cociente entre la presión en la zona de alta presión de la bomba, y la de la zona de baja presión. La velocidad en volumen por segundo indica que tan rápido puede evacuar la bomba un volumen dado. La bomba empleada en el presente experimento tiene una velocidad de bombeo

de 145 *litros/segundo* y una razón de compresión aproximada de  $10^5$ .

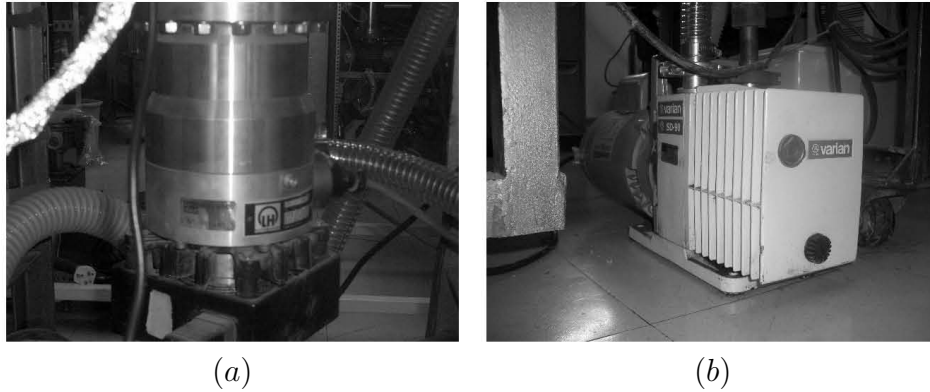


Figura 2: Bombas de succión adaptadas al arreglo experimental. (a) Turbobomba y (b) Bomba mecánica rotatoria. Los rangos de vacío que pueden alcanzarse con estas bombas se especifican en el texto.

### 0.2.5. Bomba rotatoria

El intervalo de operación para una bomba rotatoria es de  $10^2$  a  $10^{-3}$  Torr. Por lo que es posible iniciar el bombeo a presión atmosférica utilizando este tipo de bombas. Ver figura 2 (b). Este tipo de bombas consisten de un espacio cilíndrico, ó estator, que alberga a un cilindro de diámetro menor, también llamado rotor, y que gira dentro de éste. En el rotor, un par de paletas estan unidas por un resorte. Al estar girando, el rotor provoca que las paletas se deslicen sobre las paredes del estator, lo que permite la entrada del gas a desalojar, entre el estator y el rotor. El rotor sigue girando hasta que el volumen de gas se lleva hasta la salida del estator.

Una vez que la cámara se ha llenado de la muestra gaseosa a estudiar, es tiempo de producir los primeros electrones que han de iniciar el enjambre a lo largo de la brecha.

## 0.3. Electrodo y sistema de radiación UV

La producción de los electrones iniciales en la brecha es un proceso con base en el efecto fotoeléctrico. Las componentes experimentales asociadas a la producción de estos electrones se describen a continuación.

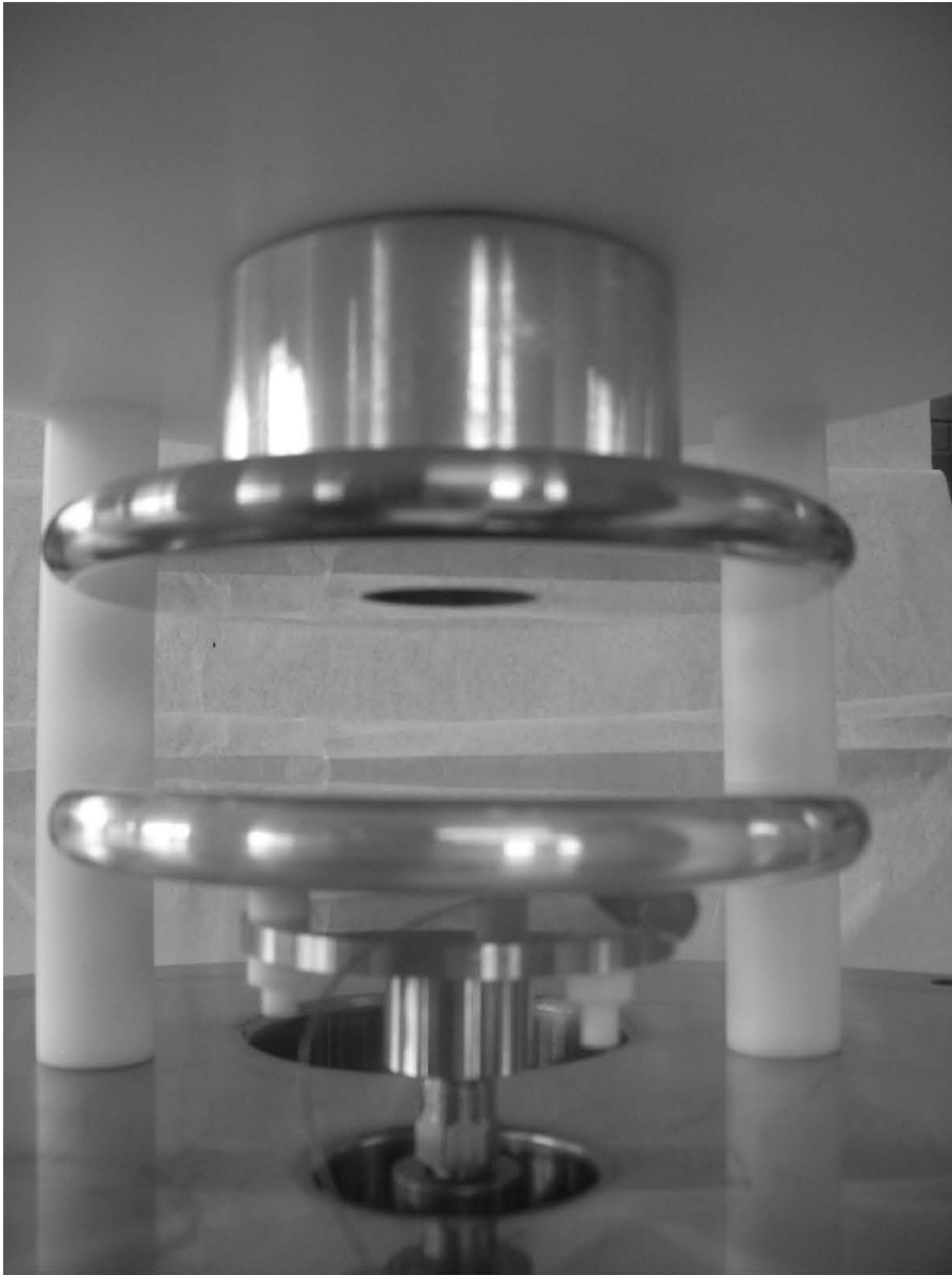


Figura 3: Detalle de las placas metálicas que constituyen a los electrodos, *cátodo y ánodo*. Brecha por la que transita el enjambre electrónico.

### 0.3.1. Electrodos

Son un par de placas paralelas conductoras separadas 3.1 cm con sus bordes suavizados. El diámetro de estas placas es de 12 cm. Una de las placas se

carga positivamente, el ánodo, está hecho de acero inoxidable con un hoyo en su centro. La otra placa funciona como electrodo negativo, o cátodo, el cual esta compuesto de aluminio. Existe una malla semitransparente, cuadrículada con 3 líneas por mm, colocada en el centro del ánodo. Esta malla tiene un diámetro de 1.5 cm y esta ubicada en simetría cilíndrica con los electrodos. Ver figura 3. Además, esta hecha de cobre electrolítico. Cabe señalar que una de las modalidades del experimento consiste en hacer incidir de manera perpendicular el haz laser UV sobre el cátodo. Dicho haz, se hace pasar a través de la malla mencionada. Otra modalidad consiste en hacer incidir el haz laser de forma oblicua, una vez más sobre el cátodo, evitando la malla. Ambas modalidades, para la obtención de fotoelectrones, resultan análogas.

Los electrodos están montados en el interior de la cámara de vacío en una estructura de teflón. Esta estructura aísla el ánodo del resto del metal aterrizado, como lo estan la misma cámara de vacío y el cátodo. En la figura 4 se muestra el blindaje del ánodo y la manera en que los electrodos están montados dentro de la cámara.

### 0.3.2. Láser

La fuente de luz UV pulsada que se utiliza para generar fotoelectrones es un laser que tiene, como medio activo, una barra de Nd:YAG. El laser produce pulsos cortos que tienen una duración de 5 a 7 ns. La longitud de onda requerida esta en la región del ultravioleta, a 266 nm. Ver figura 5. La energía de los fotoelectrones, una vez liberados del cátodo, es calculada empleando el valor de la función de trabajo para el aluminio, que es  $\phi_{Al} = 4,28eV$ . Al restárselo al valor de la energía correspondiente a 266 nm resulta 0.38 eV. El laser Nd:YAG es un dispositivo laser de clase IV. Un laser de clase IV es de elevada potencia, capaz de quemar la piel instantáneamente, [4]. Para evitar accidentes, se utilizan anteojos con filtros en el ultravioleta en caso de mover, calibrar o ajustar el laser.

El laser Nd:YAG es un laser de 4 niveles y emite en el rango de 1064 nm, es decir, en el infrarrojo. Como estos fotones están lejos de los 266 nm que necesitamos, se incrementa su energía. Esto se logra con una etapa doble de generación de armónicos, utilizando cristales KDP. Los pulsos cortos se logran utilizando una técnica conocida como *Q-switching* activo [5].

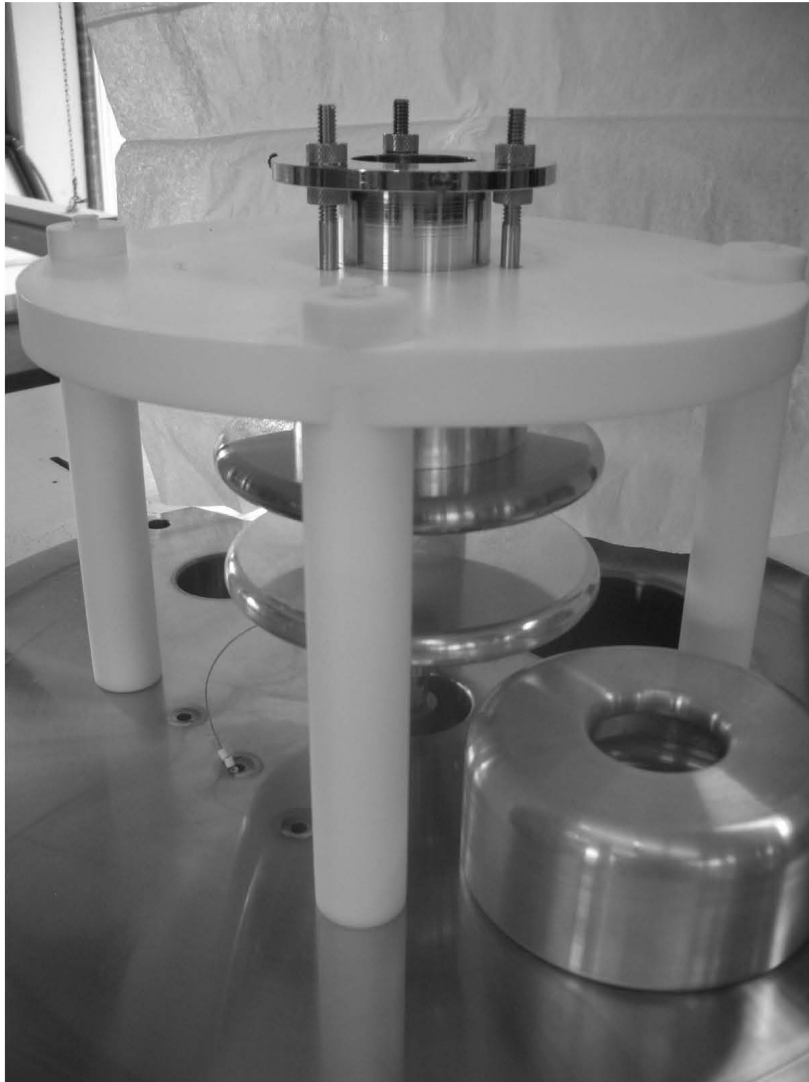


Figura 4: Soporte de teflón y cubierta electrostática.

#### 0.4. Sistema de detección, amplificación y visualización

Los fotoelectrones que remueve el laser Nd:YAG inician un movimiento de deriva a lo largo de la brecha. Ésta deriva electrónica induce una corriente de desplazamiento entre los electrodos. Es decir, es detectada por los electrodos debido a la elevada conductividad eléctrica de los materiales. Dicha corriente, ó señal analógica, se guía a lo largo de un cable fino conduciéndola hasta el

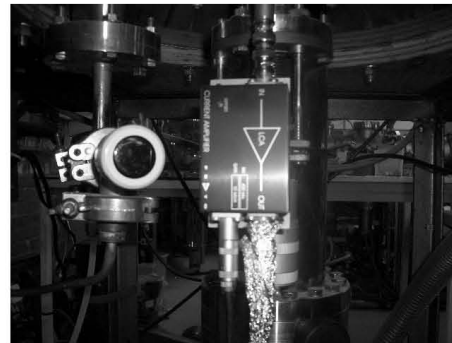


Figura 5: La fuente de radiación UV enfocando a la cámara de transitorios.

dispositivo amplificador. Para dicho fin se utiliza un amplificador FEMTO de 40 MHz que, además, cuenta con una ganancia de  $1,0 \times 10^5$  V/A. Ver figura 6 (b). A partir de las etapas de detección y amplificación es posible visualizar los transitorios en un osciloscopio Tektronix, el cual tiene un ancho de banda de 100 MHz. Ver figura 6 (a).



(a)



(b)

Figura 6: (a) Osciloscopio Tektronix y (b) Amplificador de corriente a voltaje.

Es a partir de el osciloscopio que el operador del experimento elige adquirir los datos en una PC. El osciloscopio, además de permitir la visualización de los transitorios: promedia la señal, mejorando la relación señal/ruido, la digitaliza y la guarda en un formato legible. El usuario que este maneobrando el dispositivo



debe hacer funcionar algunas rutinas en la computadora, llegándose a controlar el dispositivo para adquirir los datos grabados en el osciloscopio. Esta etapa se explica a continuación.

## 0.5. Sistema de control y adquisición de datos

Teniendo el arreglo experimental operando, se llevan a cabo los experimentos. Los datos se almacenan en una PC para ser analizados posteriormente. El proceso de análisis es tan importante como el proceso mismo de adquirir y almacenar los datos experimentales. En ambos procesos se emplean distintos códigos escritos en diferentes lenguajes de programación. Dichos códigos, al igual que los instrumentos, tienen una tarea definida, como la de capturar los datos. Por otra parte la cantidad de instrumentos y controles por operar es grande por lo que se presenta la necesidad de automatizar el proceso de adquisición de datos. Así, se adapta una tarjeta de control y adquisición (TC-A) al arreglo experimental, las cuales se instalan en la PC. La tarjeta fue elaborada por el mismo personal del laboratorio. Ver figura 7.

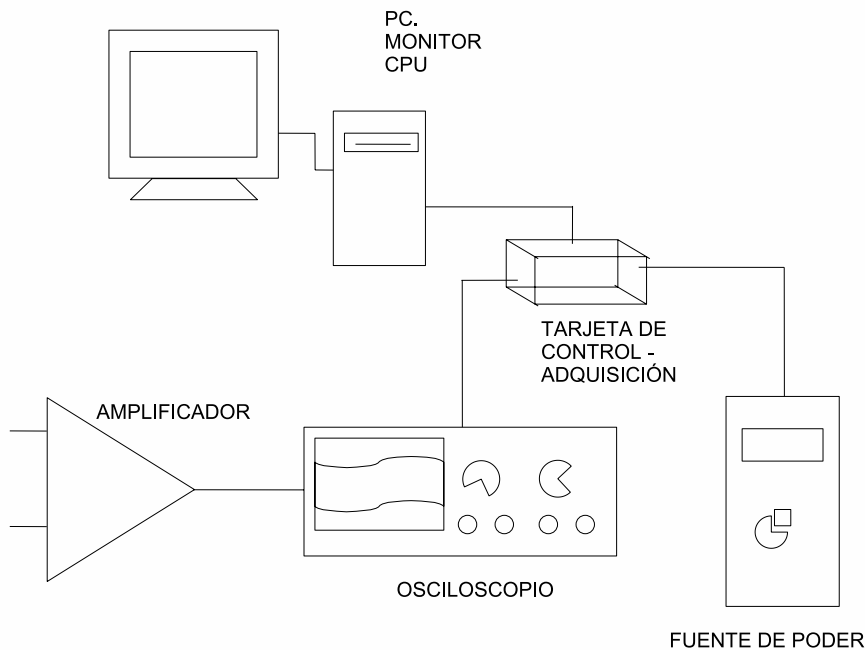


Figura 7: Conexión establecida para la adquisición y almacenamiento de los datos experimentales.

Además de capturar los datos, uno de estos códigos ajusta el valor del voltaje, para obtener el valor deseado del parámetro de campo normalizado,  $E/N$ , según las condiciones del sistema: presión, temperatura y densidad. Los voltajes que se aplican son elevados y son producidos con una fuente de alto voltaje diseñada y fabricada en el laboratorio. El ajuste de este voltaje se automatiza con la TC-A. El valor del voltaje aplicado no puede ser de valor único porque, además, se pretende abarcar un amplio intervalo para el parámetro de campo normalizado a la densidad,  $E/N$ , entre los electrodos.

Una vez que se ajusta el voltaje automáticamente la PC captura un transitorio en el instante en que el usuario lo desea. La comunicación PC con osciloscopio se logra por la conexión de la TC-A y códigos para hacerla funcionar. Continuando el proceso, se adquieren los datos. Éstos se almacenan en archivos de texto que la PC crea y diferencia en una bitácora. Así, la PC nos proporciona los datos suficientes para su análisis posterior.

## **0.6. Determinación de los parámetros de enjambre e incertidumbres asociadas al análisis de un pulso transitorio**

Los datos obtenidos experimentalmente, grabados por el osciloscopio y almacenados en la PC, se analizan siguiendo tres pasos. Estos pasos tienen que ver con la ejecución de tres programas, dos en QBasic y el tercero en VisualBasic. Cada uno de estos programas tiene una tarea diferente con el fin de obtener los valores de los coeficientes del transporte. El primero es un programa interactivo que lee el archivo denominado *bitácora*, el cual contiene tanto la información arrojada por la TC-A como los transitorios experimentales. En éste el usuario escoge 5 puntos con el criterio de indicar a primera aproximación un ajuste analítico. El segundo programa recoge estos 5 puntos para calcular un valor inicial de los coeficientes por medir. Finalmente, el tercero se ejecuta y es con el cual el usuario ajusta el transitorio analítico al experimental. A partir de aquí se obtiene de manera optimizada el valor de los coeficientes de enjambre para cada valor de  $E/N$ . Ver figura 8.

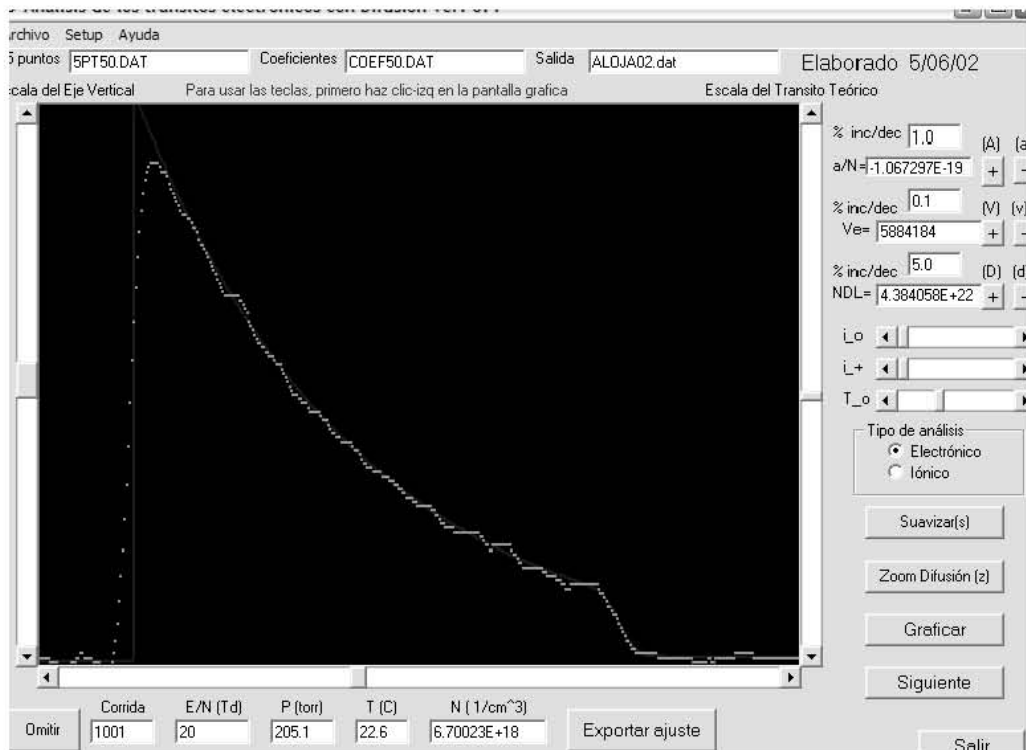


Figura 8: Panel del programa que obtiene los valores de los parámetros de enjambre por optimización.

### 0.6.1. Incertidumbres en $v_e$

En esta sección se presenta la estimación en el valor de las incertidumbres absolutas y relativas, asociadas a las mediciones que se presentan en esta tesis. Debido a que los instrumentos empleados presentan una alta precisión, la fuente más grande de errores proviene desde el análisis de los datos, y del ajuste de los parámetros. Este análisis se lleva a cabo empleando los programas que se describieron en la sección anterior. A fin de cuantificar los errores introducidos en el análisis de los transitorios, que se lleva a cabo de manera visual e interactiva, se procedió de la siguiente manera: Se corrieron muestras selectas y se hizo el ajuste de las curvas empleando un rango de valores distintos, mal intencionados. Estos valores se eligieron de tal manera que ajustaron los datos con curvas de cota superior e inferior. Este proceso exagera el error que pudiese introducir la persona que realiza el análisis, y en este sentido representan una cota máxima de error. El error real de las mediciones es bastante menor, pero reportamos los errores máximos a fin de dar la mayor certeza a los valores experimentales reportados. En la gráfica 9 se muestran dichos cálculos y las gráficas con barras de errores.

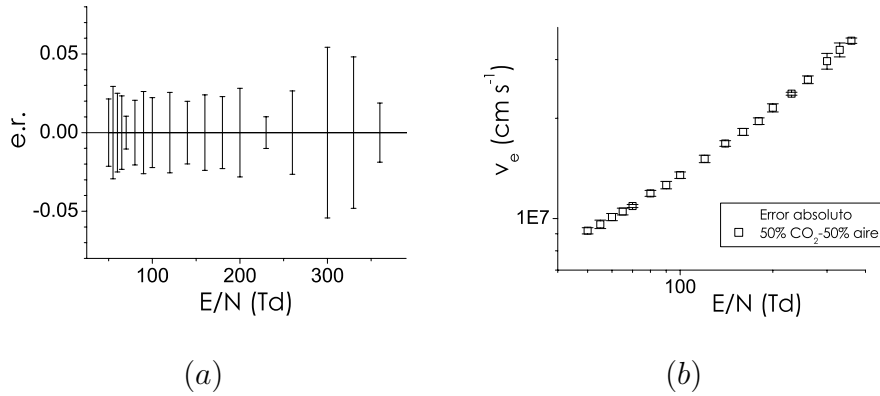


Figura 9: (a) Error relativo a las mediciones (b) Barras de error absoluto graficadas con resultados para la muestra 50 %  $CO_2$ .

Debido a que las incertidumbres no dependen de la mezcla estudiada con el presente método, el error puede calcularse independientemente de la mezcla, por lo que se tienen más datos para obtener promedios con mayor credibilidad. De esta manera se calcula el error sobre la velocidad de deriva, obteniéndose un error poco mayor que el 2 %, pero no mayor al 3 %, de la medición. Ver Figura 10.

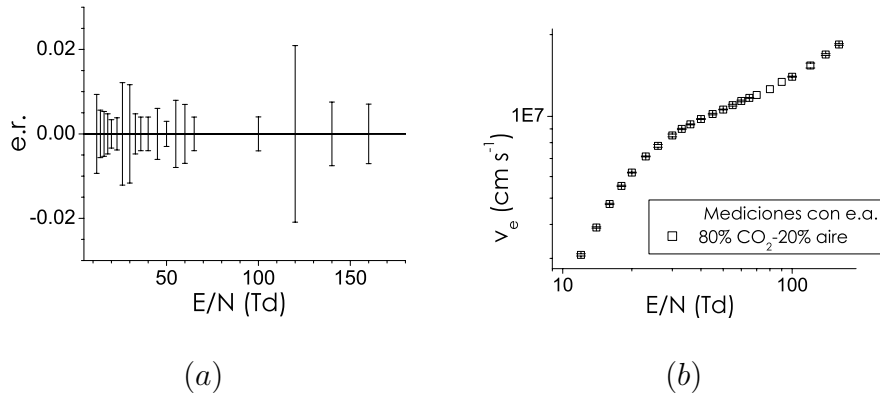


Figura 10: (a) Error relativo en mediciones (b) Barras de error absoluto graficadas para los resultados de la muestra 80 %  $CO_2$ .

A fin de continuar la descripción del método empleado para la medición de los parámetros del transporte electrónico, así como de los coeficientes de ionización y de captura, y, con ello, describir el proceso de análisis de datos experimentales, junto con los errores que pudiesen cometerse durante el mismo proceso, se describirá brevemente la rutina seguida para la obtención de

dichas mediciones experimentales. Con el arreglo experimental funcionando y los parámetros del transporte electrónico identificados, éstos son observados y registrados. Una vez que se tienen los datos del experimento se inicia el análisis de estos mismos. Para ello, se corren tres programas. Dos de estos programas están escritos en FORTRAN77 y el tercero en Visual Basic. La tarea de cada uno de estos programas es la de ajustar los transitorios electrónicos a la expresión analítica (1.12), obtenida en el capítulo . El mayor ajuste se logra al final, cuando se trabaja con el programa en Visual Basic. Por otra parte, debido a que se realizan varias mediciones a distintas presiones y valores de campo eléctrico, para un mismo valor de  $E/N$ , la estadística y reproducibilidad de las mediciones es altamente confiable. El proceso es laborioso y depende de la cantidad de transitorios *registrados* con el aparato experimental. Así, es hasta este momento que se obtienen las mediciones experimentales de los parámetros y coeficientes mencionados de la mezcla  $CO_2$  - aire seco, cuyas concentraciones se enlistan en el cuadro 3.1 del capítulo 3.

Una vez que se ha descrito con detalle el proceso de análisis y la estimación de errores sistemáticos y estadísticos, en el capítulo siguiente se presentarán las mediciones realizadas.

# Bibliografía

- [1] C Cisneros J de Urquijo, C A Arriaga and I Alvarez. A time-resolved study of ionization, electron attachment and positive-ion drift in methane. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1999.
- [2] E Basurto J de Urquijo and J L Hernández-Ávila. Effective ionization, electron and ion transport in  $sf_6$ -he mixtures. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2001.
- [3] Jaime de Urquijo Carmona. *Conference Ionized Gases*. Scientific, Bosnia, Yugoslavia, 2000.
- [4] Alex Mallow and Leon Chabot. *Laser Safety Handbook*. Van Nostrand Reinhold International, New York, 1978.
- [5] H. Haken. *Light*. North-Holland, Amsterdam, 1985.

# Mediciones experimentales y Discusión

En este capítulo se muestran los resultados experimentales obtenidos. Los parámetros de transporte e ionización que se obtuvieron corresponden a el coeficiente de ionización efectiva, la velocidad de deriva y el coeficiente de difusión. Estos parámetros se obtuvieron para la mezcla ternaria  $O_2 - N_2$  (aire seco), con diferentes concentraciones con  $CO_2$  (dióxido de carbono), como se muestra en la tabla 1.

Cuadro 1: Concentración, en tanto %, de mezclas gaseosas estudiadas.

Aire seco		Gas $CO_2$
100 %	–	0 %
90 %	–	10 %
80 %	–	20 %
50 %	–	50 %
20 %	–	80 %
0 %	–	100 %

Nuestras mediciones se compararán ó contrapondrán, según sea el caso, con otras, provenientes de cálculos teóricos y experimentos alternos, obtenidos de una investigación bibliográfica que se realizó como parte de este trabajo. Las comparaciones se muestran en las secciones siguientes, junto con las mediciones experimentales. Los resultados de dichos trabajos se extrajeron de los artículos originales, utilizando un software especializado que digitaliza las imágenes. Los cálculos teóricos que se llevaron a cabo corresponden a las evaluadas por el simulador BOLSIG [1].

## 0.1. Resultados experimentales

A continuación presentaremos, de manera global, los datos obtenidos. Estos datos se dividen según el número de parámetros de enjambre medidos que fueron la velocidad de deriva, el coeficiente normalizado de ionización efectiva y el coeficiente de difusión longitudinal, respectivamente. Después de presentar los datos de manera global, se procederá a contraponer los cálculos obtenidos con el código BOLSIG y los obtenidos en el presente trabajo experimental. Para finalmente, presentar los datos de manera desglosada y comentar sus características fundamentales.

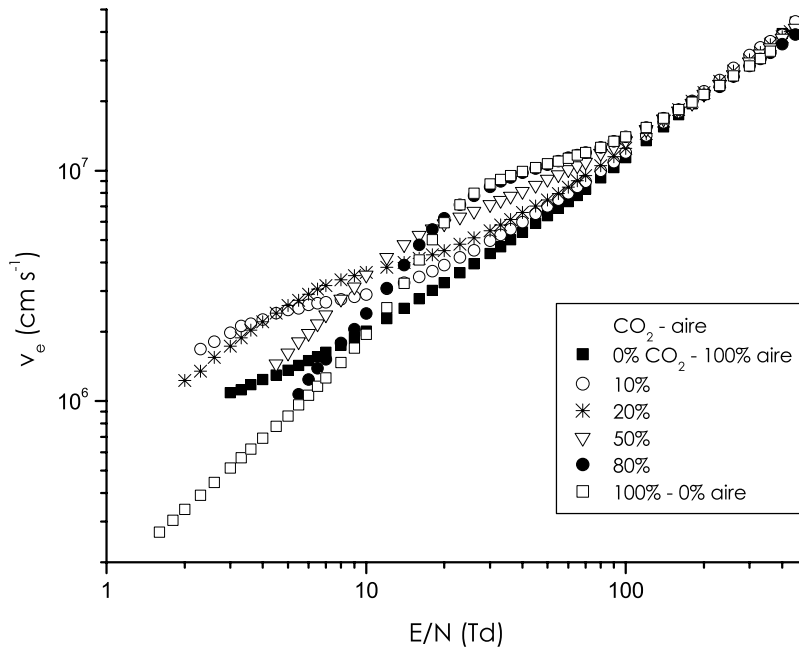


Figura 1: Resultados experimentales para las seis distintas mezclas reproducidas para un amplio intervalo de valores  $E/N$  del parámetro de enjambre *velocidad de deriva*.

En la figura 1 presentamos la primera serie de resultados experimentales obtenidos, correspondientes a la velocidad de deriva en las 6 diferentes concentraciones de  $CO_2$  en aire seco. Los valores del campo normalizado fueron medidos en el intervalo:  $3Td \leq E/N \leq 450Td$ , para la mezcla de 0%  $CO_2$ ,  $2,3Td \leq E/N \leq 450Td$ , para la mezcla de 10%  $CO_2$ ,  $2Td \leq E/N \leq 430Td$ , para la mezcla de 20%  $CO_2$ ,  $4,5Td \leq E/N \leq 450Td$ , para la mezcla de 50%  $CO_2$ ,  $5,5Td \leq E/N \leq 450Td$ , para la mezcla de 80%  $CO_2$ , y  $1,6Td \leq E/N \leq$



360Td, para la mezcla de 100%  $CO_2$ . Se han omitido en estas figuras las barras de error, de manera deliberada, a fin de que la figura se muestre más clara. Las correspondientes barras de error se muestran en las comparaciones que se presentarán en la sección 0.1.1. Se puede apreciar, de la familia de curvas, un comportamiento interesante, relacionado con la curvatura de los datos. Las curvas de velocidad experimentan una transición de un comportamiento casi lineal, para la mezcla de aire, a un comportamiento donde las curvas presentan un par de inflexiones. Estas inflexiones se ilustran de manera más clara cuando se tiene 100% de  $CO_2$ . El origen de estas inflexiones se discutirá en secciones posteriores.

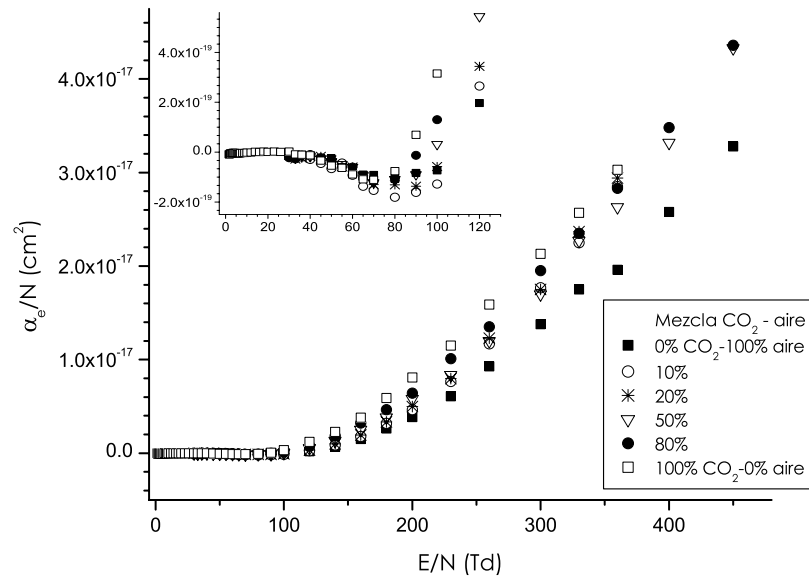


Figura 2: Resultados experimentales para las seis distintas mezclas reproducidas para un amplio intervalo de valores  $E/N$  del *coeficiente de ionización efectiva normalizada*.

En la figura 2 se muestra el coeficiente de ionización efectiva normalizado a la densidad, para la mezcla  $CO_2$  - aire seco. Los valores del campo normalizado están en un amplio intervalo:  $30Td \leq E/N \leq 450Td$ , para la mezcla de 0%  $CO_2$ ,  $30Td \leq E/N \leq 360Td$ , para la mezcla de 10%  $CO_2$ ,  $30Td \leq E/N \leq 360Td$ , para la mezcla de 20%  $CO_2$ ,  $30Td \leq E/N \leq 450Td$ , para la mezcla de 50%  $CO_2$ ,  $30Td \leq E/N \leq 450Td$ , para la mezcla de 80%  $CO_2$ , y  $1,6Td \leq E/N \leq 360Td$ , para la mezcla de 100%  $CO_2$ . En la figura 2 se muestran dos gráficas. La gráfica grande presenta todo el intervalo medido, mientras la pequeña, localizada en el extremo superior izquierdo presenta un intervalo

reducido de las mismas mediciones. Se puede observar que, al presentar los datos en la escala de 0 a 120 Td se aprecia con mayor detalle la estructura de los mismos. En particular se aprecia una región, aproximadamente desde 0 hasta 100 Td, en la cual la ionización efectiva es igual ó menor a cero. Lo cual indica captura dominante. Después de este intervalo el valor de  $(\alpha - \eta)/N$  es positivo. Se discutirá con más detalle la estructura y significado de esta curva en secciones posteriores.

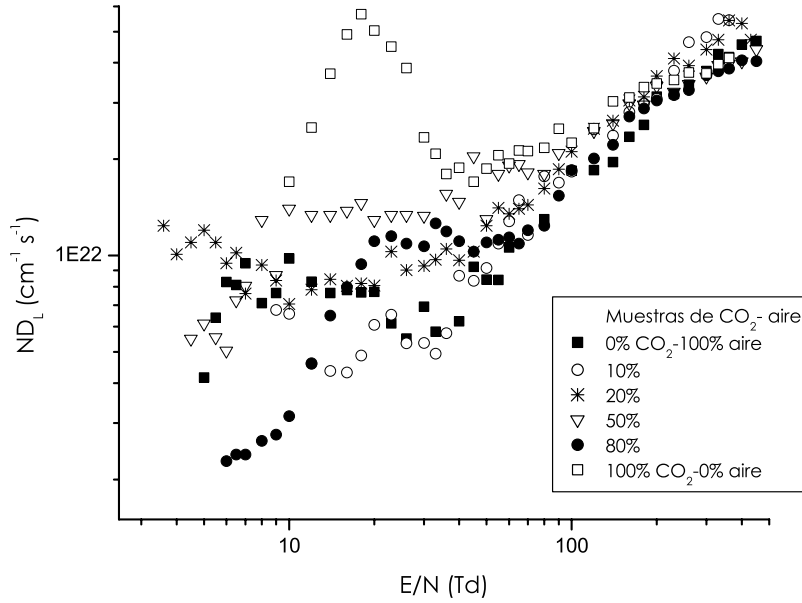


Figura 3: Resultados experimentales para distintas concentraciones, y sobre un amplio intervalo de valores  $E/N$ , del coeficiente de difusión longitudinal.

En la figura 3 se muestran los coeficientes de difusión longitudinal medidos en esta investigación. De la mezcla ternaria  $\text{CO}_2$  - aire seco. En la figura 3 puede observarse que, aproximadamente desde 100 Td en adelante, los coeficientes de difusión para las distintas mezclas de  $\text{CO}_2$  y aire tienden a tomar valores similares. En contraste con este comportamiento, se observa que, para  $3 < E/N < 100$  Td, los valores de  $ND_L$  difieren hasta en un orden de magnitud. En este intervalo en particular es notorio el crecimiento considerable, asemejando una "joroba", de los datos de difusión en la muestra de  $\text{CO}_2$  puro, que alcanzan en el rango de 10 a 11 Td por encima de los demás. Los cambios de concavidad que se presentan debido a este crecimiento, ya que eventualmente hay un decremento considerable, es observado en todas las muestras en menor

magnitud comparados con la joroba a 100 % de  $CO_2$ .

Antes de presentar los datos obtenidos en este trabajo de manera desglosada, y comentar al respecto de ellos, es necesario asegurarse de la reproducibilidad y confiabilidad de los datos obtenidos. En la siguiente sección presentaremos mediciones bien conocidas, que han sido calculadas o medidas con otros métodos, y por otros grupos, y compararemos nuestros resultados para el caso de  $CO_2$  puro.

### 0.1.1. Comparación de los resultados

Los parámetros de transporte e ionización por impacto electrónico de  $CO_2$  han sido ampliamente estudiados, por la relevancia de este gas en el diseño de láseres, ver [2]. En este sentido, este gas es un buen candidato para comparar nuestros resultados experimentales. En las gráficas siguientes se presenta la comparación entre las mediciones de este trabajo y las presentadas en [3, 2, 4] para  $CO_2$ . Se iniciará presentando la velocidad de deriva seguida del coeficiente de ionización efectiva, para finalizar con el coeficiente de difusión longitudinal.

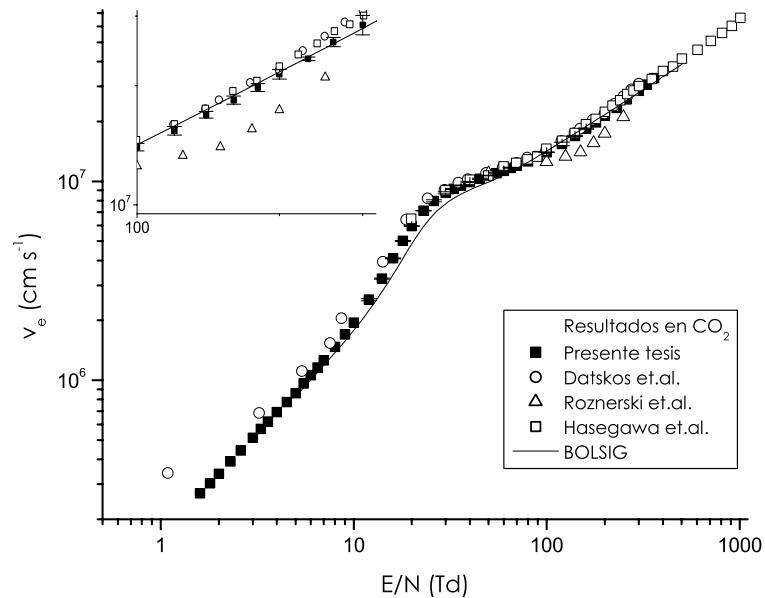


Figura 4: Mediciones experimentales en  $CO_2$  puro en el rango de 1 a 1000 Td. ■, presente tesis; ○, ver [3]; △, ver [4]; □, ver [2]; —, ver [1]. Note el excelente acuerdo entre los presentes datos, y los presentados por otros grupos y los cálculos numéricos de BOLSIG.

## Comparación de la velocidad electrónica, $v_e$ , en $CO_2$

En la figura 4 se observa una excelente concordancia entre las mediciones experimentales, los cálculos numéricos y mediciones experimentales hechas por los otros grupos, que incluso se ubican dentro de las barras de error asociadas. Cabe resaltar el total desacuerdo de [4] con el resto de los autores, incluyendo las mediciones del trabajo realizado en esta tesis. Para ver las barras de error del método empleado es necesario observar la gráfica pequeña cuyo rango es de 100 a 300 Td. Esto nos indica que el método empleado, en el presente trabajo de tesis, es confiable y reproduce de manera veraz la medición de velocidades de deriva, dentro de los rangos de error intrínsecos a dicho método.

## Comparación de el coeficiente efectivo de ionización, $\alpha_E/N$ , en $CO_2$

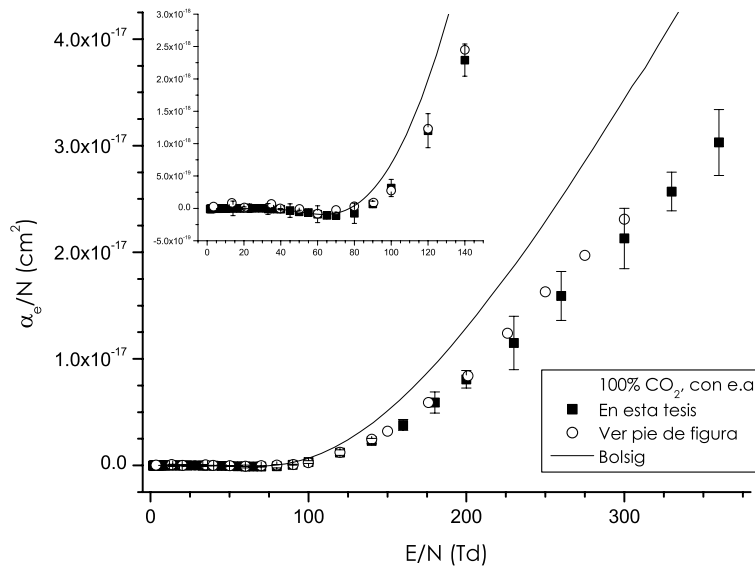


Figura 5: Note el excelente ajuste, dentro de las barras de error, entre los presentes datos y aquellos de Datskos et al [3]. Bolsig se separa en el rango de  $70Td < E/N$ . Ver texto. ■, presente tesis; ○, ver [3]; —, ver [1].

Las mediciones del coeficiente de ionización no son tan abundantes como es el caso de la velocidad de deriva. Sin embargo, se encontraron mediciones experimentales [3] y se compararon junto con los resultados de BOLSIG. Ver figura 5.

La figura 5 muestra la comparación entre los datos obtenidos en este trabajo, con aquellos obtenidos por [3]. Asimismo se presentan los resultados de la simulación numérica de BOLSIG. Nótese el excelente acuerdo, en el intervalo  $1Td \leq E/N \leq 200Td$ , entre los datos del presente trabajo y los de [3], dentro de las barras de error asociadas al método del presente trabajo. Nótese también que BOLSIG difiere notablemente, en el rango de  $E/N$  grande  $70Td < E/N$ , de ambos métodos. La razón es que los cálculos en BOLSIG dependen, entre otras cosas, de la disponibilidad de secciones eficaces confiables. La divergencia a alto  $E/N$  se explica por la poca disponibilidad de coeficientes de ionización y transferencia de momento en  $CO_2$  en esos rangos de energía, por lo que típicamente se emplean extrapolaciones. Por otro lado, si se considera de manera positiva, la divergencia que se aprecia en la curva, esta divergencia nos sirve para identificar el rango de confiabilidad en la que es posible usar BOLSIG para estimar coeficientes de ionización. El hecho que los datos del presente trabajo sean concordantes con aquellos de Datskos, proporcionan una buena fuente de confiabilidad en el método.

### Comparación de el coeficiente de difusión longitudinal, $ND_L$ , en $CO_2$ - aire seco

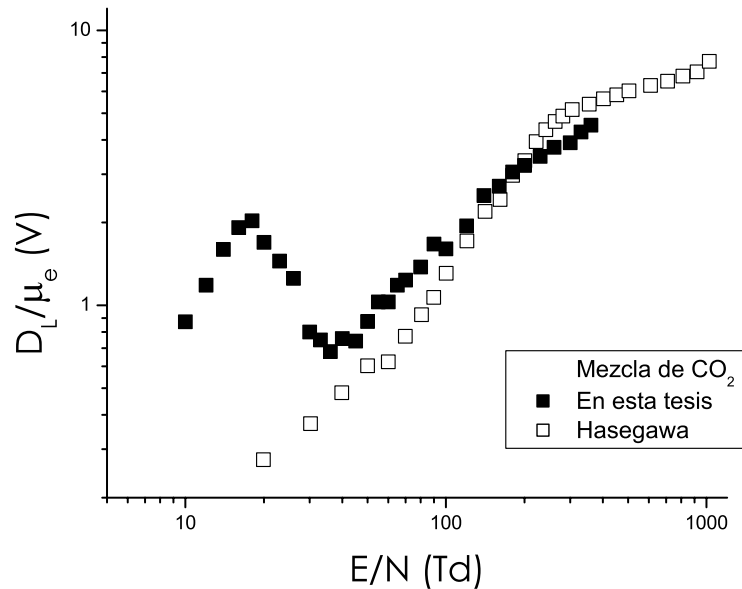


Figura 6: Se grafica el cociente  $D_L/\mu_e$  contra  $E/N$ . Ver texto. ■, presente tesis; □, ver [2].

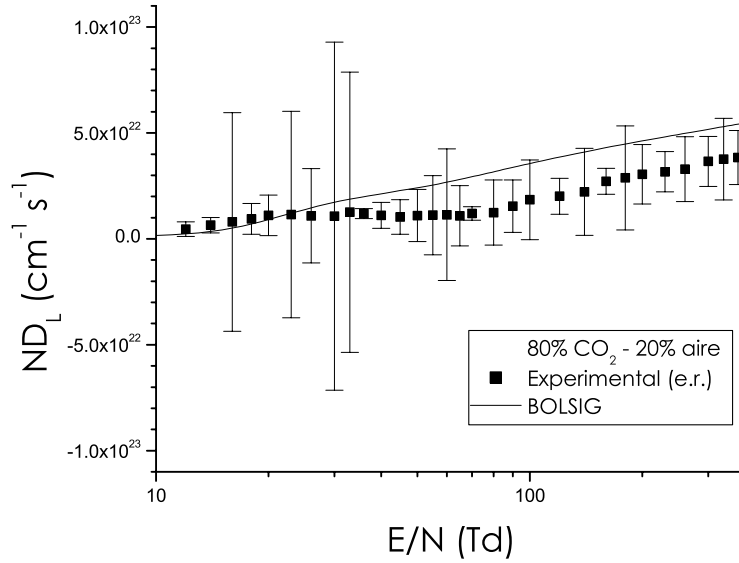


Figura 7: Ver texto. ■, presente tesis; —, ver [1].

Por último, se grafica el cociente entre el coeficiente de difusión longitudinal  $D_L$  y la movilidad electrónica  $\mu_e$ , cuya unidad es el Volt. Ver Figura 6. Los cálculos, que se llevaron a cabo para conseguir dicho cociente, se realizaron con las mediciones experimentales obtenidas. Ya que  $D_L/\mu_e = (ND_L/v_e) E/N$ . Por otro lado, en la figura 7 se observa notablemente el total desacuerdo entre los cálculos de BOLSIG y los resultados de esta tesis. Las barras de error absoluto fueron evaluadas de la manera descrita en 2.6.

## 0.2. Contraposición de los resultados experimentales con el código BOLSIG en la mezcla ternaria $N_2, O_2$ y $CO_2$

A continuación se presentan los resultados nuevos, desglosados según los distintos parámetros y comparados con las simulaciones de BOLSIG. Debido a que, hasta donde nuestra búsqueda bibliográfica nos permite discernir, no existen datos experimentales con los cuales comparar nuestros resultados, nos hemos limitado a presentarlos en comparación con BOLSIG. El rango de comparación se ha limitado al rango que identificamos en  $CO_2$ , como aquel en el que

BOLSIG funciona adecuadamente. Esperamos que el presente trabajo motive trabajos teóricos más avanzados que BOLSIG, para poder comparar nuestros resultados en rangos de  $E/N$  más amplios. Por el momento, y para propósitos de la presente tesis, la comparación con BOLSIG es adecuada. En este sentido el aire seco forma parte de los gases atmosféricos más estudiados en muchos aspectos, sobre todo espectroscópicos. Sin embargo, y a pesar de la importancia que tienen los parámetros del transporte e ionización, la disponibilidad de trabajos experimentales o teóricos en el marco de plasmas débilmente ionizados a baja temperatura son escasos. En particular, y a pesar de una búsqueda bibliográfica amplia, no identificamos ningún trabajo que estudie la mezcla ternaria aire -  $CO_2$ .

En el resto de esta sección se presentarán las curvas de manera individual, para la mezcla ternaria bajo estudio. Estas gráficas serán de utilidad para ilustrar la discusión que será presentada en la sección 0.3. Las gráficas que se presentan a continuación constituyen una serie de datos novedosos que, esperamos, contribuyan a disminuir la carencia de datos de tan importante mezcla.

### 0.2.1. velocidad electrónica, $v_e$

Las siguientes gráficas, figuras 8-11, muestran el ajuste de las mediciones obtenidas en este trabajo de tesis con los resultantes al correr el programa BOLSIG.

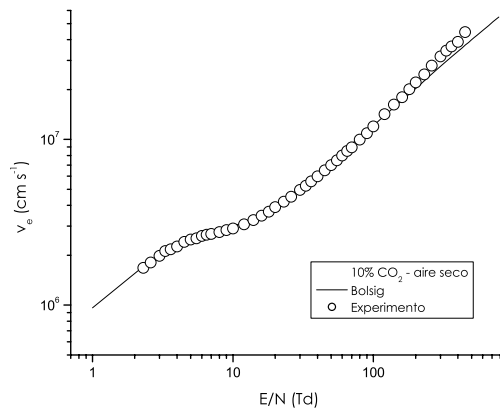


Figura 8: Comparación de mis mediciones con calculos obtenidos con BOLSIG, ver [1], en la muestra: 10 %  $CO_2$  - 90 % aire seco ( $O_2$  y  $N_2$ ).

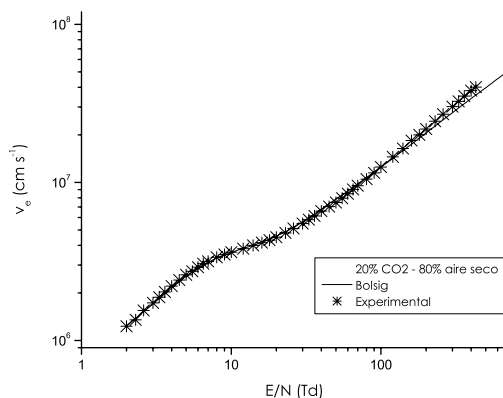


Figura 9: Comparación de mis mediciones con calculos obtenidos con BOLSIG, ver [1], en la muestra: 20 %  $CO_2$  - 80 % aire seco ( $O_2$  y  $N_2$ ).

Se puede apreciar un ajuste excelente para  $2Td \leq E/N \leq 300Td$ , tanto en la figura 8 y 9. Es interesante notar, en estas gráficas individualizadas, las variaciones de inflexión en la curvatura de los datos presentados, como función de el parámetro de  $E/N$ .

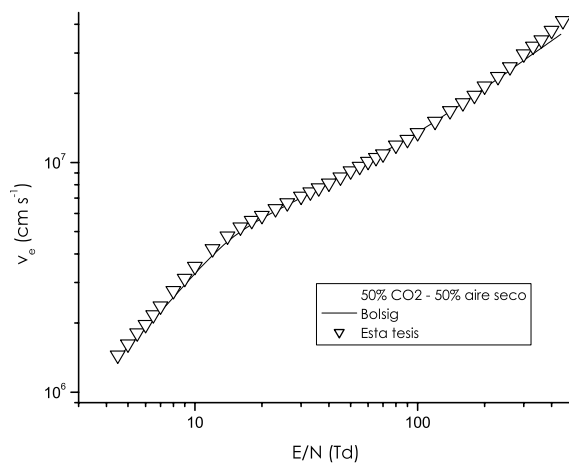


Figura 10: Comparación de mis mediciones con calculos obtenidos con BOLSIG, ver [1], en la muestra: 50 %  $CO_2$  - 50 % aire seco ( $O_2$  y  $N_2$ ).

El ajuste deja de ser adecuado cuando los valores de  $E/N$  son muy elevados, alrededor de  $E/N \leq 1000Td$ . De hecho en las gráficas de las figuras 10 y 11, el ajuste es exacto hasta  $400Td$ .



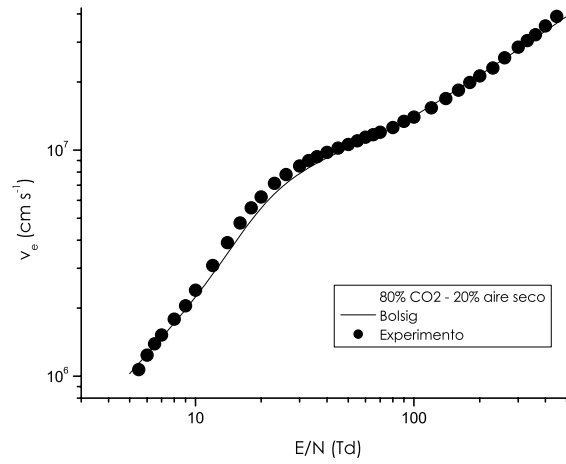


Figura 11: Comparación de mis mediciones con calculos obtenidos con BOLSIG, ver [1], en la muestra: 80 %  $CO_2$  - 20 % aire seco ( $O_2$  y  $N_2$ ).

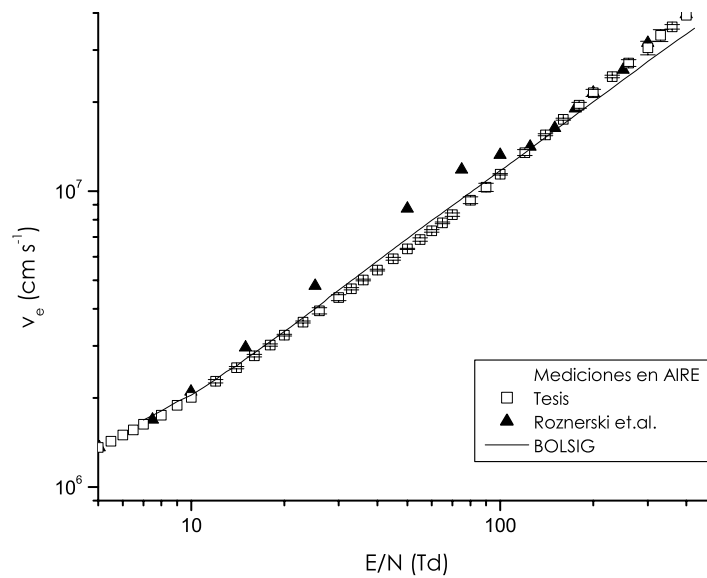


Figura 12: Comparación de mis mediciones junto con experimentos anteriores realizados para la muestra: 0%  $CO_2$  - 100% aire ( $O_2$  y  $N_2$ ).  $\square$ , presente tesis;  $\blacktriangle$ , ver [4]; —, ver [1].

En la figura 12 se grafican, además de los datos para  $v_e$ , las barras de error intrínsecas al método empleado para medir  $v_e$ . Se puede observar que las barras estan contenidas en el símbolo que representa los datos de las mediciones de esta

tesis. Por otro lado, se observa un notable desajuste en  $15Td \leq E/N \leq 100Td$  entre los datos medidos y los de [4]. Sin embargo, el ajuste con BOLSIG es bueno, salvo alrededor de 60 Td y después de 200 Td. Las discrepancias en las mediciones de este trabajo y las de [4] pueden deberse a las diferentes resoluciones que en tiempo presentan las dos técnicas. Desafortunadamente en [4] no se cita explícitamente la resolución temporal de sus mediciones.

### 0.3. Discusión de los resultados experimentales

A continuación se inicia la discusión con base en los datos experimentales observados. Las características particulares de las curvas que se han mostrado contienen, de manera integrada, información relacionada a las propiedades atómicas y moleculares de esta mezcla. Debido a que existe una variada y compleja combinación de procesos moleculares posibles, la discusión que sigue estará centrada en aspectos relativamente sencillos, pero relevantes a los datos presentados. Sólo para ilustrar la complejidad de los procesos que pueden ocurrir en las descargas, cabe mencionar que, a parte de la ionización y captura, es posible que ocurran en la misma mezcla, fenómenos de disociación molecular, captura disociativa, recombinación, transferencia de carga y generación de otras especies. Debido a que la discusión detallada y pormenorizada de estos procesos va más allá del objetivo y alcance de la presente tesis, se omiten en esta discusión. Sin embargo, como se menciona anteriormente, nos enfocaremos a la parte más relevante de las curvas presentadas en la sección anterior. Se inicia con la velocidad de deriva seguida de la ionización efectiva normalizada, y finalizamos con la difusión longitudinal total.

#### 0.3.1. Velocidad de deriva, $v_e$

Con el fin de auxiliar la discusión siguiente, se repite en la figura 13 el conjunto global de datos presentados hasta ahora. Como ya se había indicado anteriormente, estas curvas presentan una variación notable en sus curvaturas. Esta variación se debe a un proceso conocido como conductividad diferencial negativa.

Es una región indicativa de *conductividad diferencial negativa*, NDC por sus siglas en inglés, cada protuberancia en cada una de las gráficas de los datos para las muestras estudiadas, ver figura 13. La NDC ocurre cuando  $\partial v_e / \partial (E/N) < 0$ . A pesar de que la presencia de NDC puede indicar la concurrencia de una serie compleja de fenómenos, ha sido posible identificar las condiciones más importantes bajo las cuales se puede presentar este fenómeno [5].

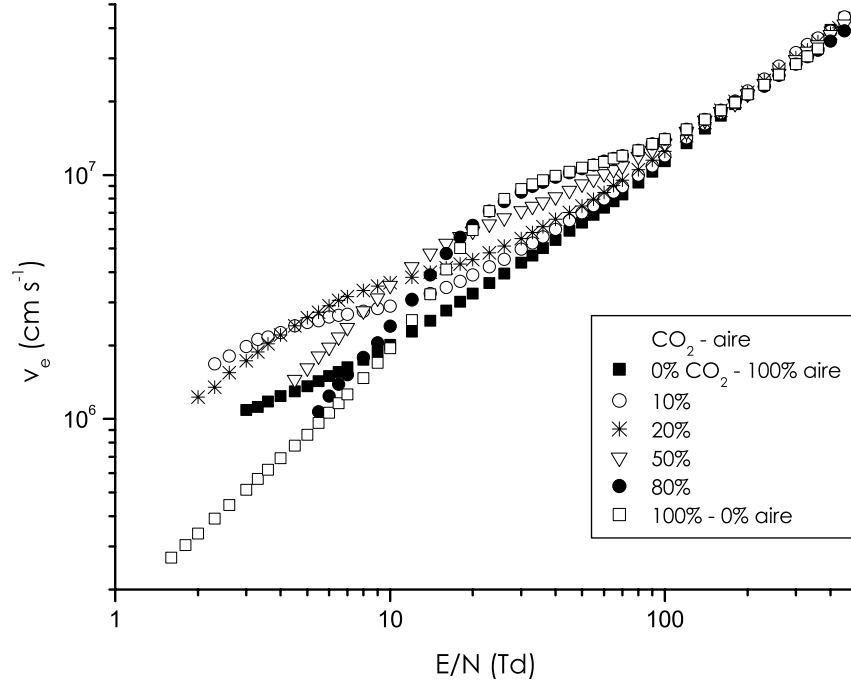


Figura 13: Resultados experimentales para las seis distintas mezclas reproducidas para un amplio intervalo de valores  $E/N$  del parámetro de enjambre *velocidad de deriva*.

A fin de explicar la situación más común en la que se presenta la NDC, es necesario mostrar una expresión que relacione la velocidad de los electrones, con respecto a la transferencia de momento que éstos sufren debido a colisiones en el seno del gas. Una de las expresiones conocida para la velocidad de deriva con base en la *aproximación a dos términos*, que se deduce en términos de la rapidez electrónica  $c$  [5], es:

$$v_e = -\frac{4\pi eE}{3m} \int_0^\infty \frac{c^3}{\nu_m(c)} \frac{df_0}{dc} dc \quad (1)$$

La expresión anterior puede transformarse haciendo integración por partes en:

$$v_e = \frac{eE}{3mN} \left\langle c^{-2} \frac{d}{dc} \frac{c^2}{\sigma_m(c)} \right\rangle. \quad (2)$$

Para el caso en que  $c^3 f_0(c)/\nu_m(c) = 0$  en el limite  $c \rightarrow 0$  y  $c \rightarrow \infty$ , ver [6]. En esta expresión  $\sigma_m(c)$  y  $\nu_m(c) = N\sigma_m(c)c$  son la dependencia energética de

la sección transversal de transferencia de ímpetu y la frecuencia colisional de transferencia de ímpetu, respectivamente. Si se cumple que la sección transversal no varía demasiado rápido, se puede probar que  $v_e$  se reduce a [5]:

$$v_e = F \frac{eE}{m\langle\nu_m\rangle}, \quad (3)$$

donde  $F$  es un factor cercano a la unidad (por ejemplo  $F = 0,85$  si  $\sigma_m$  es constante), el cual es constante o varía suavemente con  $E/N$ , ver [6]. Es importante hacer notar aquí que la velocidad de los electrones es directamente proporcional a la intensidad del campo e inversamente proporcional a la frecuencia con la que pierden momentum dentro del gas. De esta manera, si la sección  $\nu_m$  fuere constante, la velocidad crecería linealmente con el aumento de  $E$ . Este tipo de comportamiento se aprecia, por ejemplo, en la mezcla con proporción de aire al 100 %. Sin embargo, si la frecuencia de transferencia de momentum creciera o disminuyera, la velocidad variará de manera más compleja.

Una región de NDC se presentará en intervalos del parámetro normalizado  $E/N$ , en los cuales se satisface la condición de que los electrones pierdan momentum debido a procesos elásticos. Esto, aunque parece contraintuitivo a primera vista, no lo es. Los procesos elásticos modifican de manera importante la distribución de energías de los electrones. En particular estos procesos recorren el máximo de la distribución de velocidades a valores bajos de velocidad. Por otro lado, debido a que las secciones de transferencia de momento son mayores para velocidades mayores, esta disminución en el máximo de la función de distribución implica un aumento en la frecuencia de transferencia de momento  $\nu_m$  y, por tanto, un decremento en la frecuencia de colisiones inelásticas. Esto, a su vez, indica un decremento en la velocidad, a diferencia de lo que se esperaría por el incremento de  $E$ .

A fin de hacer más cuantitativos los argumentos anteriores, es importante tener una idea de la magnitud de las velocidades electrónicas en la mezcla bajo estudio. Así, es de llamar la atención el valor de las energías a las cuales los electrones colisionan con las moléculas del gas. Una vez que se tienen estos valores de energía electrónica, es entonces ilustrativo relacionar a éstos con los valores característicos de ionización, excitación o captura, que puedan encontrarse en la literatura. BOLSIG nos permite evaluar las distribuciones de energía electrónica. Como parte del análisis de las curvas, se llevó a cabo el cálculo de las funciones de distribución, que se presentan en la figura 14.

En la figura 15 se observa que un ligero porcentaje de electrones tiene la energía suficiente para ionizar a las moléculas del gas, es decir, las colisiones inelásticas se hacen presentes. Recordando los principios de la NDC, junto con la gráfica 13, se recupera que alrededor de 80, 100 y 140 Td el fenómeno de

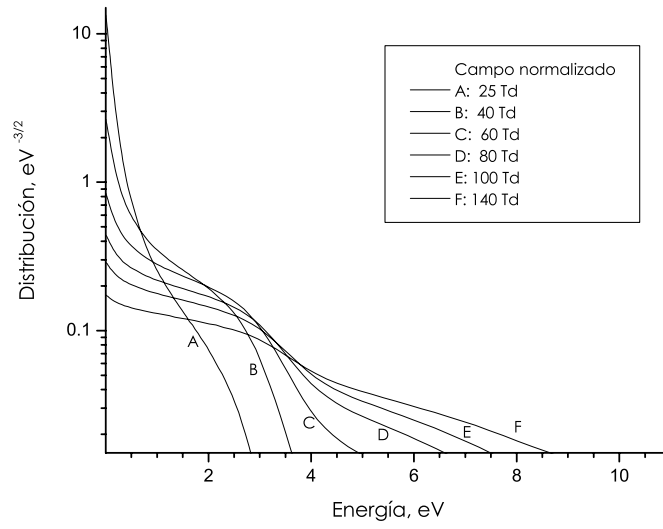


Figura 14: Distribución de energías para la muestra de  $CO_2$  puro a distintos valores del campo normalizado,  $E/N$ .

NDC tiende a desaparecer, y la  $v_e$  sigue en aumento. Es posible recuperar este resultado ya que se conoce el *potencial de ionización* (PI), [7], para cada

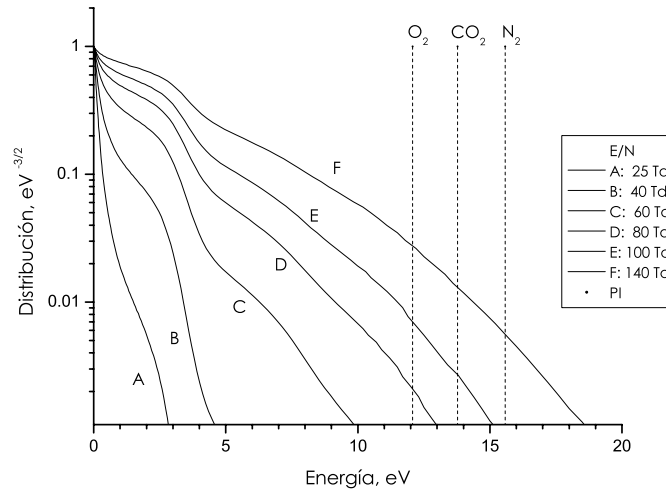


Figura 15: Distribución normalizada de energías, para  $CO_2$  al 100%, junto con los potenciales de ionización (PI) de  $N_2, O_2, CO_2$ , ver texto, a distintos valores de  $E/N$ , campo normalizado.

molécula en la mezcla. Y son:  $15,5808eV$ , para nitrógeno ( $PI_{N_2}$ );  $12,071eV$ , para oxígeno ( $PI_{O_2}$ ) y  $13,773eV$ , para dióxido de carbono ( $PI_{CO_2}$ ).

### 0.3.2. Coeficiente de ionización efectiva normalizada, $\alpha_E/N$

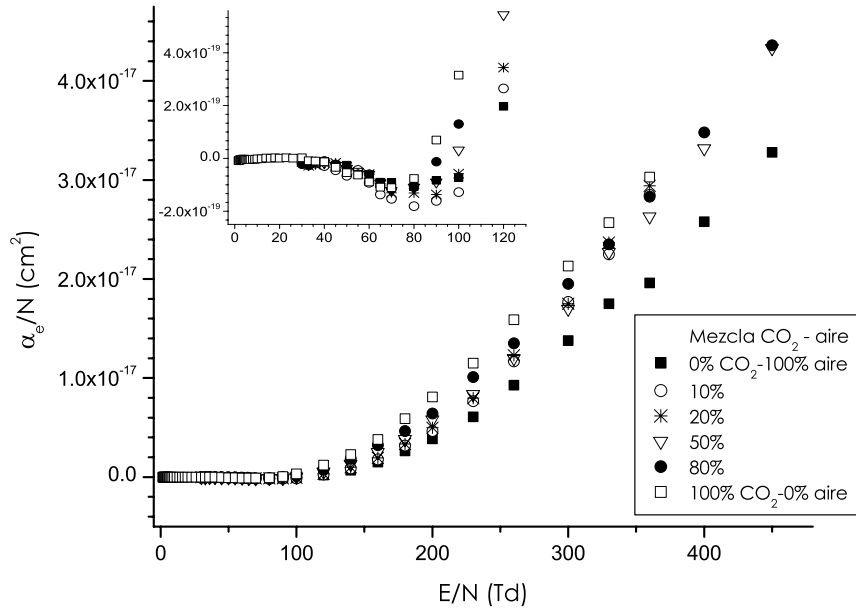


Figura 16: Resultados experimentales para las seis distintas mezclas reproducidas para un amplio intervalo de valores  $E/N$  del parámetro de enjambre *ionización efectiva normalizada*.

Por otro lado, en la ionización efectiva normalizada,  $\alpha_e/N$ , se distinguen tres regiones de interacción molecular tal y como se observa en la figura 16. Estas regiones dependen del valor de dicho parámetro de enjambre:  $\alpha_e/N = 0cm^2$ , región de no interacción;  $\alpha_e/N < 0cm^2$ , captura electrónica y  $\alpha_e/N > 0cm^2$ , cuando la ionización por colisión se vuelve predominante.

Una vez que se conoce el PI para  $N_2$ ,  $O_2$  y  $CO_2$  [7], junto con las funciones de distribución de energías mostradas en la gráfica 15, podemos discutir la figura 16. En la parte pequeña de esta figura, rango de 0 a 120 Td, después de 80 Td en adelante los datos de  $\alpha_e$  pasan de ser negativos a positivos, es decir, la ionización por colisión se hace predominante. Esto es debido a que el porcentaje de electrones con suficiente energía para ionizar a las moléculas va en aumento, como se puede apreciar en la gráfica 15. Además, los datos para la muestra de  $CO_2$  al 100% se elevan por encima de los demás, a diferencia

de las muestras con un escaso porcentaje de este mismo gas. Mientras que los correspondientes de la muestra con aire al 100% son los de menor valor para cada valor de  $E/N$ . Esto es debido a que el IP correspondiente a cada molécula cumple con:  $PI_{O_2} < PI_{CO_2} < PI_{N_2}$ , por lo que se necesita menos energía para ionizar el  $CO_2$  puro que el  $O_2$ , junto con el  $N_2$  del aire. Para el caso de la captura electrónica, las bajas energías a las que ocurre este fenómeno,  $\alpha_e < 0$ , son influidas por la electronegatividad del  $O_2$ . Este proceso deja de ser importante al incrementar  $E/N$  puesto que, después de 80 Td empieza a haber ionización.

### 0.3.3. Coeficiente de difusión longitudinal normalizada, $ND_L$

En términos generales, la difusión muestra la tendencia de homogenizar las concentraciones del plasma electrónico dentro de la brecha. Así, mientras disminuye la densidad del gas N, y se aumenta el valor del campo eléctrico E, los valores de  $ND_L$  van en aumento, ver figura 17. Podríamos decir que el libre camino medio, que los electrones recorren, va en aumento. Lo que contribuyendo a una mayor difusión.

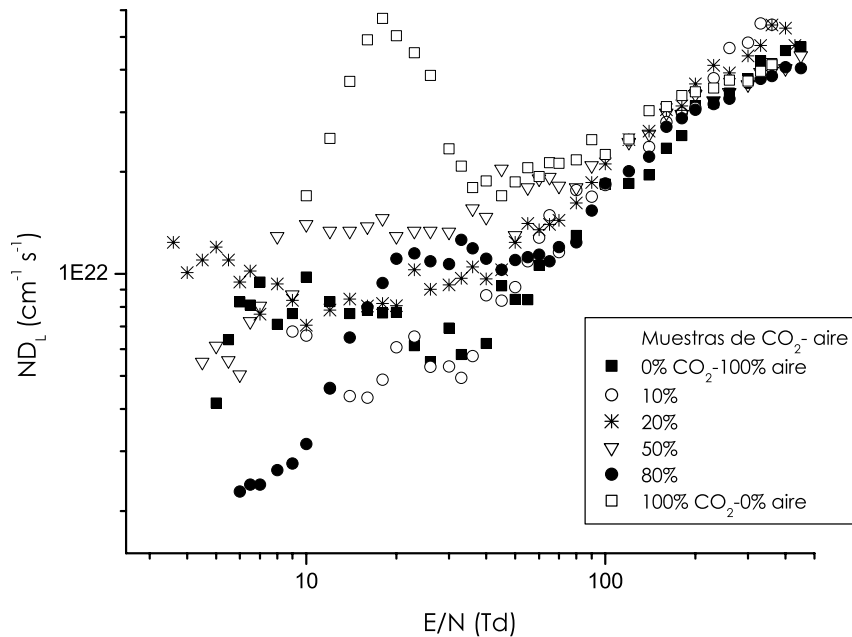


Figura 17: Resultados experimentales para distintas muestras sobre un amplio intervalo de valores  $E/N$  en *difusión longitudinal total*.

La difusión entre muchas otras dependencias, es inversamente proporcional a la densidad  $N$ . Entonces, se espera que se relacione con la transferencia de energía entre los electrones y las moléculas del gas bajo estudio. Los electrones que colisionan, y llegan a retroceder cierta distancia por fracciones de tiempo, logran difundirse. Dichos electrones tienen diferentes posibilidades para continuar su deriva en la brecha y, primordialmente, son las siguientes: retroceder hasta detenerse por causa del valor de campo eléctrico  $E$ , que les imprime una velocidad diferente de cero y los guía hacia el anodo, como campo restitutivo que es; o, antes de alcanzar a detenerse, retroceder e impactar con alguna otra molécula debido al valor elevado de  $N$ . Entonces, resulta curioso observar el crecimiento monótono de los datos en todas las muestras a partir de 100 Td. Ver figura 17. Esto podría manifestarse por el aumento de la frecuencia colisional inelástica. Esto es, mientras la difusión crece y, por tanto, el enjambre electrónico se ensancha, perderíamos corriente en la brecha. Sin embargo, la corriente no disminuye apreciablemente por que en estos valores de  $E/N$  se presenta el fenómeno de ionización. Como se mencionó en el apartado anterior, la ionización de las moléculas comienza a predominar desde 100 Td, aproximadamente, en adelante. Para valores menores a 100 Td el comportamiento de los datos para cada mezcla difiere notablemente, en donde el fenómeno de ionización es despreciable. Entonces, los valores de  $ND_L$  están sujetos de la dependencia de  $\nu_m$  y  $\sigma_m$  con  $E/N$  en el rango de 3 a 90 Td. Por otro lado, la difusión longitudinal, siendo en general un problema de 3 cuerpos molécula–electrón–molécula (incidencia en el blanco por el proyectil y su colisión por retroceso en otro blanco), es difícil de resolver numéricamente, como se aprecia en la figura 7. Por tal motivo, la instrumentación necesaria para medir  $ND_L$  precisa de dispositivos rápidos y sensibles. Sin embargo, los errores sistemáticos se suman a las mediciones obtenidas para ciertas condiciones del experimento. Para el caso de densidades elevadas la interacción de los 3 cuerpos se hace despreciable, por la corta distancia que llega a recorrer el electrón en su retroceso. Esto resulta en una pobre deformación del enjambre inicial de electrones y un error apreciable en la medición de el coeficiente de difusión  $ND_L$ . En cambio, para densidades bajas, la distancia de retroceso por difusión es grande y, por tanto, el enjambre inicial se deforma. Haciendo que la difusión predomine por sobre los errores sistemáticos.



# Bibliografía

- [1] <http://www.siglo-kinema.com/bolsig.htm>.
- [2] K Yoshida H Hasegawa H Date, M Shimozuma and H Tagashira. The drift velocity and longitudinal diffusion coefficient of electrons in nitrogen and carbon dioxide from 20 to 1000 td. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1996.
- [3] L.G. Christophorou P.G. Datskos, J.G. Carter. Ionization coefficients in selected gas mixtures of interest to particle detectors. *Journal of Applied Physics*, 1992.
- [4] W Roznerski and K Leja. Electron drift velocity in hydrogen, nitrogen, oxygen, carbon monoxide, carbon dioxide and air at moderate  $e/n$ . *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1984.
- [5] G.Ñ. Haddad Z. Lj. Petrovic, R. W. Crompton. Model calculations of negative differential conductivity in gases. *Australian Journal of Physics*, 1984.
- [6] L.G.H. Huxley and R.W. Crompton. *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases*. Wiley, New York, 1974.
- [7] A.I. Maslov S.V. Khristenko and V.P. Shevelko. *Molecules an Their Spectroscopic Properties*. Springer, Berlin, 1998.

# Conclusiones

El presente trabajo de tesis estudia a la mezcla ternaria  $CO_2$  - aire seco, en las proporciones 0%-100%, 10%-90%, 20%-80%, 50%-50%, 80%-20% y 100%-0%, respectivamente. Obteniéndose las curvas características de los parámetros de enjambre:  $v_e$  y  $ND_L$ , así como los coeficientes de captura y de ionización, descritos por el coeficiente de ionización efectiva  $\alpha_E$ . En la curva de  $v_e$  se apreció un comportamiento fundamental, relacionado con la variación de puntos de inflexión. El origen de esas inflexiones se explicó con fundamentos físicos. En el caso de la curva de ionización, ésta muestra dos regiones, una de captura, donde predomina la alta afinidad por capturar electrones móviles por parte del gas molecular  $O_2$ , y una zona de ionización dominante para valores de  $E/N$  elevados. La ionización comienza a dominar desde que se alcanzan los umbrales de ionización de los gases  $N_2$ ,  $O_2$  y  $CO_2$ , y están en gran acuerdo con los cálculos de distribución de energías que se calcularon utilizando BOLSIG. Finalmente, se observó un comportamiento monótonamente creciente en el coeficiente de difusión a partir de los 100 Td. Este coeficiente resulta crucial, a nivel molecular, en la transferencia de energía hacia las moléculas de la mezcla gaseosa por los electrones. Además, se observó un comportamiento resonante en el rango de 10 a 20 Td para la curva de la muestra con 100% de  $CO_2$ . Lo que sugiere la transferencia resonante de energía para dicha mezcla. En particular los datos de difusión no fueron comparados múltiplemente por la falta de fuentes confiables. En este sentido, BOLSIG resulta incapaz de reproducir la forma de la curva, ya que en general la difusión longitudinal resulta proporcional al cubo de la velocidad, así, su error es al menos tres veces la de la velocidad. Por tanto, la gráfica 3.7 no resulta tan descabellada por tener errores relativos de hasta 20% de la medición. Es por esta razón, se espera que este tipo de curvas motive un estudio teórico más completo. Debido al arduo trabajo en el laboratorio y por la cercanía de la mezcla estudiada en términos prácticos, se espera que los datos presentados en esta tesis contribuyan de manera importante a complementar y ampliar la disponibilidad de parámetros de enjambre en esta importante mezcla.

Los resultados obtenidos en esta tesis se obtuvieron exitosamente llevando

a cabo el método descrito en el capítulo 2, junto con la técnica pulsada de Townsend, su instrumentación, análisis y fuentes de incertidumbre experimental, asociadas al mismo. El método se contrapuso y comparo con las mediciones hechas en  $CO_2$ , cuya mezcla ha sido medida ampliamente, tanto con cálculos numéricos como experimentales, resultando satisfactoria.

El presente trabajo contribuye a cubrir la ausencia de mediciones de esta mezcla. Estos datos serán de relevancia para cálculos y modelajes avanzados. Los datos presentados son la base para estudios posteriores que pueden realizarse en tubos de deriva (donde se podrían estudiar con más detalle fenómenos de disociación, transferencia de carga y movilidad diferencial de iones, entre otras cosas) o en la cámara de Townsend. Estas nuevas mediciones además de tener un objetivo para la elaboración de esta tesis, pudieran ser aplicados en novedosas técnicas ó calculos para encontrar solución a cuanto problema se relacione con las muestras gaseosas de  $CO_2$  y aire seco, así como con algunos otros gases que mantengan cualidades muy cercanas.

# Bibliografía

- [1] A M Juárez J de Urquijo J C Rodríguez-Luna J S Ramos-Salas. Numerical calculation of townsend electronic and ionic transients: electron detachment, photoelectron pulse and diffusion effects. *IEEE*, 2007.
- [2] Jörg Brambring Brambring, J. The current of an electron avalanche with diffusion. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 1964.
- [3] H Raether. *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*. Butterworths, London, UK, 1964.
- [4] I.M. Ryzhik I.S. Gradshteyn. *Table of Integrals, Series and Products*. Academic, New York, USA, 1964.
- [5] L.G. Christophorou P.G. Datskos, J.G. Carter. Ionization coefficients in selected gas mixtures of interest to particle detectors. *Journal of Applied Physics*, 1992.
- [6] C Cisneros J de Urquijo, C A Arriaga and I Alvarez. A time-resolved study of ionization, electron attachment and positive-ion drift in methane. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1999.
- [7] E Basurto J de Urquijo and J L Hernández-Ávila. Effective ionization, electron and ion transport in  $sf_6$ -he mixtures. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2001.
- [8] Jaime de Urquijo Carmona. *Conference Ionized Gases*. Scientific, Bosnia, Yugoslavia, 2000.
- [9] Alex Mallow and Leon Chabot. *Laser Safety Handbook*. Van Nostrand Reinhold International, New York, 1978.
- [10] H. Haken. *Light*. North-Holland, Amsterdam, 1985.
- [11] <http://www.siglo-kinema.com/bolsig.htm>.

- [12] K Yoshida H Hasegawa H Date, M Shimosuma and H Tagashira. The drift velocity and longitudinal diffusion coefficient of electrons in nitrogen and carbon dioxide from 20 to 1000 td. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1996.
- [13] W Roznerski and K Leja. Electron drift velocity in hydrogen, nitrogen, oxygen, carbon monoxide, carbon dioxide and air at moderate  $e/n$ . *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1984.
- [14] G.Ñ. Haddad Z. Lj. Petrovic, R. W. Crompton. Model calculations of negative differential conductivity in gases. *Australian Journal of Physics*, 1984.
- [15] L.G.H. Huxley and R.W. Crompton. *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases*. Wiley, New York, 1974.
- [16] A.I. Maslov S.V. Khristenko and V.P. Shevelko. *Molecules an Their Spectroscopic Properties*. Springer, Berlin, 1998.